

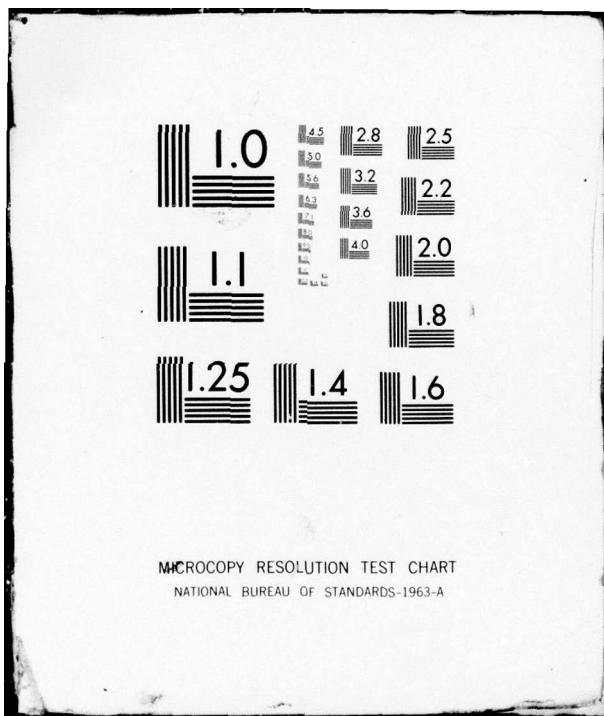
AD-A083 430 ADVISORY GROUP FOR AEROSPACE RESEARCH AND DEVELOPMENT--ETC F/G 20/4
TURBULENT TRANSPORT PHENOMENA (LES PHENOMENES DE TRANSPORT TURB--ETC(U)
FEB 80 M L BARRERE
UNCLASSIFIED AGARD-AR-150

NL

| OF |
AD-
A083430



END
DATE
FILED
5-80
DTIC



MICROCOPY RESOLUTION TEST CHART
NATIONAL BUREAU OF STANDARDS-1963-A

AGARD-AR-150

AGARD-AR-150

ADA 083430

AGARD

ADVISORY GROUP FOR AEROSPACE RESEARCH & DEVELOPMENT

7 RUE ANCELLE 92200 NEUILLY SUR SEINE FRANCE

~~LEVEL II~~

S E L E C T E
APR 24 1980

AGARD ADVISORY REPORT No. 150

Turbulent Transport Phenomena Les Phénomènes de Transport Turbulent

This document has been approved
for public release and sale; its
distribution is unlimited.

NORTH ATLANTIC TREATY ORGANIZATION



DISTRIBUTION AND AVAILABILITY
ON BACK COVER

DDC FILE COPY

80 4 18 055

(1) (14) AGARD-AR-150
(French and English)

NORTH ATLANTIC TREATY ORGANIZATION
ADVISORY GROUP FOR AEROSPACE RESEARCH AND DEVELOPMENT ✓
(ORGANISATION DU TRAITE DE L'ATLANTIQUE NORD)

AGARD Advisory Report No.150

DTIC ELECTED APR 24 1980

PROPELLION AND ENERGETICS PANEL

WORKING GROUP 09

on

6 TURBULENT TRANSPORT PHENOMENA
LES PHENOMENES DE TRANSPORT TURBULENT

by

10 M. L. Barrere
ONERA

29 Avenue de la Division Leclerc
92320 Châtillon sous Bagneux
France

11 Feb 82
12 53

This document has been approved
for public release and sale; its
distribution is unlimited.

This Advisory Report was prepared at the request of the Propulsion and Energetics Panel.

406043

bpg

THE MISSION OF AGARD

The mission of AGARD is to bring together the leading personalities of the NATO nations in the fields of science and technology relating to aerospace for the following purposes:

- Exchanging of scientific and technical information;
- Continuously stimulating advances in the aerospace sciences relevant to strengthening the common defence posture;
- Improving the co-operation among member nations in aerospace research and development;
- Providing scientific and technical advice and assistance to the North Atlantic Military Committee in the field of aerospace research and development;
- Rendering scientific and technical assistance, as requested, to other NATO bodies and to member nations in connection with research and development problems in the aerospace field;
- Providing assistance to member nations for the purpose of increasing their scientific and technical potential;
- Recommending effective ways for the member nations to use their research and development capabilities for the common benefit of the NATO community.

The highest authority within AGARD is the National Delegates Board consisting of officially appointed senior representatives from each member nation. The mission of AGARD is carried out through the Panels which are composed of experts appointed by the National Delegates, the Consultant and Exchange Programme and the Aerospace Applications Studies Programme. The results of AGARD work are reported to the member nations and the NATO Authorities through the AGARD series of publications of which this is one.

Participation in AGARD activities is by invitation only and is normally limited to citizens of the NATO nations.

The content of this publication has been reproduced directly from material supplied by AGARD or the author.

Published February 1980

Copyright © AGARD 1980
All Rights Reserved

ISBN 92-835-0259-0



*Printed by Technical Editing and Reproduction Ltd
Harford House, 7-9 Charlotte St, London, W1P 1HD*

TABLE DES MATIERES

	Page
1 INTRODUCTION	1
2 STRUCTURE DE L'ECOULEMENT TURBULENT	2
3 METHODES DE MESURE DE LA TEMPERATURE	4
3.1 Méthodes optiques	4
3.2 Méthodes par sondes	11
3.3 Discussion sur les méthodes de mesure des fluctuations de température	12
4 METHODES DE MESURE INSTANTANEE DES CONCENTRATIONS ET DE LA MASSE VOLUMIQUE	13
4.1 Méthode de la diffusion Raman spontanée (DRS)	13
4.2 Méthode utilisant la fluorescence	14
4.3 Méthode de diffusion Raman anti-Stokes cohérente (DRASC)	14
4.4 Visualisation et diagnostic de l'écoulement par des techniques de diffusion. Etude globale du rayonnement diffusé	15
4.5 Visualisation de la variation de P par des méthodes photographiques	15
5 MESURE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION	16
6 CONCLUSION SUR LA MESURE DES SCALAIRES EN ECOULEMENT TURBULENT	17
BIBLIOGRAPHIE	18
FIGURES	36

Contents in English overleaf

Accession For	
NTIS GRA&F	
DDC TAB	
Unannounced	
Justification _____	
By _____	
Distribution/ _____	
Availability Codes	
Dist	Avail and/or special
A	

CONTENTS

	Page
1 INTRODUCTION	19
2 TURBULENT FLOW STRUCTURE	20
3 TEMPERATURE MEASURING METHODS	22
3.1 Optical Methods	22
3.2 Methods using Probes	29
3.3 Discussions of the Temperature Fluctuation Measuring Methods	30
4 METHODS OF INSTANTANEOUS CONCENTRATION AND DENSITY MEASUREMENT	30
4.1 Spontaneous Raman Scattering Methods (SRS)	30
4.2 Methods based on Fluorescence	32
4.3 Coherent Anti-Stokes Scattering Methods (CARS)	32
4.4 Flow Visualization and Diagnostic by Scattering, Emission and Absorption Techniques. Global Study of the Scattered Radiation	33
4.5 Density Variation Visualization by Photographic Methods	33
5 PRESSURE FLUCTUATION MEASUREMENTS	34
6 CONCLUSION ON MEASUREMENTS IN TURBULENT MEDIUM	34
FIGURES	36
WORKING GROUP MEMBERSHIP	44

LES PHENOMENES DE TRANSPORT TURBULENT

par Marcel BARRERE

Rapport du "Working group 09"

*Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA)
92320 Châtillon (France)*

1 - INTRODUCTION

Ce groupe de travail du PEP a été initié par le Professeur A. Ferri et nous voudrions pour cadrer l'activité de ce groupe donner les commentaires du Professeur A. Ferri sur ce problème de l'étude des phénomènes de transport en milieu turbulent :

"La relation entre les propriétés de transport et le caractère instationnaire de l'écoulement n'est pas très bien comprise et les progrès enregistrés dans ce domaine ne sont pas suffisants. En général les approches nouvelles compliquent l'analyse sans pour autant accroître la faculté de compréhension. De nombreuses façons d'aborder ce problème ont été suggérées pour prédire les propriétés de l'écoulement du type viscosité tourbillonnaire de Prandtl, à savoir :

- a) l'emploi en particulier de moyennes de quantités fluctuantes et de propriétés de transport en relation avec l'énergie cinétique ; quoiqu'il en soit il n'existe pas de relation rationnelle pour décrire ces propriétés, bien que de nombreuses relations aient été proposées ; de plus les relations ne tiennent pas compte de l'importance des larges remous (large eddies) en comparaison avec les remous de petites dimensions, ce qui est très important et à la base du modèle de Prandtl ;
- b) l'utilisation de propriétés qui dépendent du temps (par exemple l'intermittence) est une approche plus physique ; cependant les méthodes pour évaluer les propriétés de transport à partir des propriétés physiques globales de l'écoulement ne sont pas encore disponibles. Il est bien connu que de nombreux paramètres affectent les propriétés de transport : l'échelle d'intensité et la distribution de la turbulence à la position initiale, la génération de la turbulence due aux variations du cisaillement et de l'énergie, l'amortissement de la turbulence et le changement de fréquence et d'échelle de celle-ci, la génération de bruit due à la turbulence qui produit les fluctuations de pression et qui diffuse par un mécanisme d'ondes et qui de ce fait constitue une source d'intermittence.

Peu d'informations existent actuellement sur le plan quantitatif sur l'effet de tels paramètres et aucune information n'existe sur les écoulements turbulents tridimensionnels. Le "panel" recommande qu'un effort important soit fait pour obtenir une meilleure connaissance de telles quantités ou de tels paramètres. Le manque de connaissances en physique rend les résultats obtenus par les méthodes numériques imprécis et souvent leur utilité et leur capacité sont dangereusement surestimées. Le problème est encore plus complexe pour les écoulements à deux phases".

Ce groupe de travail était donc destiné à accroître notre compréhension de la structure de l'écoulement pour arriver à une prédition des phénomènes de transport dans un écoulement turbulent. On est arrivé à la conclusion que pour aboutir à ce stade de compréhension il était très important de posséder de meilleurs instruments d'analyse et de mesures et que, en particulier, devaient être placés en priorité les mesures de grandeurs scalaires et les mesures spatio-temporelles des fluctuations de ces scalaires.

On dispose par ailleurs de techniques plus sûres pour déterminer les fluctuations du vecteur vitesse principalement par des techniques lasers. Ce groupe de travail a sélectionné quatre grandeurs scalaires : concentration, température, pression et masse volumique qui paraissaient significatives. Le souhait du Professeur A. FERRI avait été de mettre l'accent sur la mesure des fluctuations de pression, mais comme il s'avère que cette grandeur est difficile à mesurer et qu'il n'existe pas, pour l'instant, de mesure directe, le groupe de travail a préféré étendre cette suggestion à la mesure des scalaires en général. Ces mesures, plus générales, devaient assurer une meilleure compréhension des écoulements turbulents avec ou sans réactions chimiques et dans un milieu où la masse volumique ρ pouvait fluctuer (écoulement compressible ou incompressible).

La connaissance des phénomènes physiques et chimiques en milieu turbulent a des applications directes relatives aux méthodes de calcul quantitatives des écoulements dans les foyers et les réacteurs chimiques, c'est le cas en particulier des chambres de combustion de foyers principaux et de rechauffe de turboréacteurs, des foyers de statoréacteurs, des chambres de lasers chimiques, des réactions dans le sillage des réacteurs et des fusées, dans les réacteurs homogènes ou tubulaires rencontrés en génie chimique, dans l'évolution de la composition de l'atmosphère et de la stratosphère.

Avant d'aborder le plan de ce rapport nous voulons souligner deux difficultés qui ont imposé l'orientation choisie :

- a) - Les réactions chimiques se font s'il y a un mélange à toutes petites échelles des substances réagissantes, la turbulence n'intervient que par la façon dont elle met les substances en présence, elle peut avoir un effet bénéfique si elle met rapidement en présence des gaz brûlés et chauds avec des gaz frais pré-mélangés, cet effet est double et porte à la fois sur le paramètre température et le

paramètre concentration. On comprend pourquoi, dans ce cas, la turbulence accroît le taux de production chimique. Mais cet effet de mélange par turbulence peut dans certains cas diminuer le taux de production : c'est la situation d'une flamme de diffusion pour laquelle le comburant et le combustible sont injectés séparément dans le foyer, la structure de la turbulence peut être telle que certaines molécules comburantes et combustibles ne se rencontrent pas, ce qui limite le taux de production chimique. On peut donc concevoir par quel mécanisme la turbulence modifie le taux des réactions chimiques mais on conçoit moins bien comment la réaction chimique, par l'énergie qu'elle apporte localement, par l'accroissement très rapide du volume (diminution de P) et de la température peut modifier la turbulence, c'est pourquoi des mesures dans le temps et l'espace de la température et des concentrations sont nécessaires.

- b) - Il n'en reste pas moins que le problème de la mesure de la pression et de ses fluctuations en écoulement turbulent demeure encore sans solution. Les mesures de pression moyenne dans un tel écoulement sont souvent incertaines ; il est en effet nécessaire d'éviter, d'éliminer ou d'établir la sensibilité de la sonde aux fluctuations de pression ainsi que la sensibilité parasite de la direction et de l'intensité des fluctuations de pression et en particulier il convient de déterminer dans quelles conditions l'écoulement autour de la sonde peut être considéré comme quasi-stationnaire. En général on admet comme utilisable l'établissement effectué en écoulement stationnaire. Des vérifications dans plusieurs conditions expérimentales doivent donner la précision de la mesure des fluctuations de pression P , en particulier ces expériences de vérification doivent comporter des mesures de P' derrière une grille engendrant une turbulence isotropique, les mesures de P' peuvent être déduites des corrélations de vitesse. Cette mesure des fluctuations de pression comporte, comme nous le verrons par la suite, de nombreuses difficultés.

Après ces remarques préliminaires, l'exposé comprend quatre parties :

- une introduction générale concernant la structure de l'écoulement turbulent,
- la mesure des températures en donnant principalement les méthodes qui nous apparaissent les mieux adaptées à l'étude de la turbulence,
- la mesure des concentrations en insistant plus particulièrement sur les nouvelles techniques "laser",
- la mesure de la masse volumique et les procédés de visualisation,
- la mesure de la pression pour terminer notre rapport. Nous précisons dans la conclusion les orientations que l'on peut donner sur le plan scientifique et les recommandations à proposer au PEP.

2 - STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT TURBULENT

Pour mieux modéliser les écoulements turbulents il faut, à l'aide des mesures vectorielles et scalaires, être capable de mieux les décrire et de mieux les analyser. La première difficulté provient de ce qu'il n'y a pas un écoulement turbulent mais une grande variété d'écoulements qui peuvent comporter des structures cohérentes et des structures aléatoires. Un des premiers rôles de l'analyse est de distinguer ces structures cohérentes et une grande partie de l'activité mesure repose sur cette recherche.

Pour souligner le genre de solutions que peuvent apporter les méthodes de diagnostic, nous allons prendre quelques exemples en soulignant tout d'abord les difficultés qui découlent de la mesure des paramètres vectoriels ou scalaires :

- la mesure se fait en un point fixe et il est souvent difficile de suivre des traceurs placés dans l'écoulement,
- la mesure, si elle est faite par un procédé optique, intègre sur tout le trajet du faisceau des phénomènes et si l'on introduit une sonde celle-ci risque de perturber l'écoulement,
- il faut également que le système de mesure dans son ensemble possède un temps de mesure suffisamment court pour suivre la moindre fluctuation,
- il est souvent difficile de placer, en un même point, plusieurs dispositifs de mesure et de reconstituer avec précision la structure de l'écoulement aussi bien dans l'espace que dans le temps car on ne dispose pas de suffisamment d'informations.

On se trouve donc devant un champ scalaire et vectoriel complexe résultant de la superposition et de l'interaction de champs élémentaires.

Considérons par exemple la structure d'une flamme de diffusion, et ce sera le premier exemple, constitué par un jet de comburant froid qui est de l'air et un jet parallèle de combustible (hydrogène) placé dans l'axe du précédent. A l'aide de méthodes optiques, de fil chaud, on se propose d'étudier :

- a) le champ de répartition spatiale de la vitesse de l'écoulement comburant

$$\bar{u} = \bar{u}(x, y, z, t_0) + u'(x, y, z, t)$$

comportant deux parties : une valeur moyenne \bar{u} et une valeur fluctuante u' .

- b) le champ des masses volumiques qui fluctue par suite de la turbulence des deux écoulements : gaz comburant d'une part et gaz combustible injecté dans le gaz comburant d'autre part et qui se mélangent, ce dernier provoquant une variation de masse volumique

$$\bar{\rho} = \bar{\rho}(x, y, z, t_0) + \rho'(x, y, z, t)$$

- c) le champ des masses volumiques variables dans l'espace par suite du mélange des produits de combustion avec les produits frais comburant et combustible

$$\bar{\rho}_T = \bar{\rho}_T(x, y, z, t_0) + \rho'_T(x, y, z, t)$$

d) enfin le champ des variations dans l'espace de la masse volumique dues aux réactions chimiques de combustion qui libèrent de l'énergie

$$\Phi_e^f = \bar{\rho}_f(x, y, z, t_0) + \rho'_f(x, y, z, t)$$

Ces champs élémentaires peuvent être étudiés séparément et leur structure peut être détaillée à partir des fonctions de corrélation et des spectres énergétiques exprimés en fonction du nombre d'onde [1].

Ces fonctions peuvent expliquer le mécanisme de transport et de dissipation en considérant la superposition et l'interaction de ces champs élémentaires. Une façon d'opérer consiste à étudier séparément la structure de chaque champ élémentaire et ensuite la structure complexe du champ résultant. Il est tout d'abord important de connaître le champ Φ_u puisque les quantités scalaires concentration-température sont transportées par la turbulence due aux fluctuations de vitesse. Dans ce cas particulier cette analyse montre que la turbulence est isotrope et obéit à la loi de dissipation visqueuse de Kolmogorof. Le champ Φ_e de mélange à froid du jet d'hydrogène dans un écoulement d'air peut être étudié par un résultat important fourni par l'analyse des spectres énergétiques, comme ceux représentés sur la figure 1, ainsi que le champ Φ_e^f dans la zone de combustion. On note en particulier sur cette figure la différence des spectres avec et sans combustion. Remarquons tout d'abord que les petites structures correspondant à des grandes valeurs du nombre d'onde k ont des pentes différentes de la loi de Kolmogorof : (-3) au lieu de (-5/3), la dissipation visqueuse est plus abrupte pour les scalaires que celle correspondant à la vitesse. Le champ dû à la réaction chimique Φ_e^f a une structure très différente des autres champs (Φ_u, Φ^T, Φ^C). Le spectre présente un maximum autour de 1 mm pour k^{-1} . Cela indiquerait des paquets fonctionnant comme des micro-foyers et une stabilité accrue de zones de réaction chimique de cette dimension. Cette conception exclut donc un mécanisme de combustion suivant un front de flamme. L'analyse du bilan d'énergie turbulente défini comme l'intégrale par rapport à toutes les fréquences du spectre énergétique fournit des renseignements complémentaires sur les mécanismes d'échange dans les flammes. La loi de répartition de l'énergie dans la flamme d'après les nombres d'onde et la diminution de l'énergie totale peut résulter de la diminution du poids des coefficients de Fourier pour des fréquences les plus basses ($K < 0,3 \text{ mm}^{-1}$) et ce sont les coefficients de Fourier qui sont situés autour de $K = 0,9 \text{ mm}^{-1}$ qui ont le plus grand poids.

La figure 2 montre également que le mélange hydrogène-air à froid ($E^c(K)$) et le mélange gaz frais gaz brûlés ont des spectres identiques ainsi que le spectre global $E^{c+f}(K)$ avec deux pentes : l'une relative à $K^{-1,5}$ pour les grandes structures et une autre pente relative à K^{-3} pour les petites structures montrant un mécanisme identique pour le mélange hydrogène-air et le mélange gaz frais-produits brûlés.

Nous pensons que des résultats de ce type sont très utiles pour étudier la structure de l'écoulement, les processus de mélange et les processus de combustion.

Notre deuxième exemple choisi, montrant tout l'intérêt de ces mesures scalaires, concerne l'étude des mécanismes de transport et de la structure du champ scalaire dans le cas d'une couche limite de mélange entre un jet d'air chaud et le milieu ambiant au repos, étude effectuée par Fiedler à l'Université de Berlin [2]. Une analyse du champ de vitesse et de température permet d'évaluer dans l'équation du bilan des fluctuations de température (T'^2) dans le champ de l'écoulement en faisant apparaître les termes de convection, de production, de diffusion et de dissipation comme l'indique la figure 3 en donnant en fonction du rapport $\eta = \frac{y-y_0}{x-x_0}$ (x sens de l'écoulement, y perpendiculaire à l'écoulement) les valeurs des processus qui apportent un gain ou qui enregistrent une perte : la production est le composant le plus important, il possède deux maxima, la convection et la diffusion sont presque symétriques, la convection est nulle au centre de la couche de mélange où la diffusion atteint un maximum, la dissipation n'est pas mesurée et est obtenue par différence. Cette étude permet d'apprécier la distribution, les termes $V'T'$, $\omega'T'$ correspondant à la diffusivité latérale et longitudinale et $V'T'^2$. Le processus de mélange a également été analysé en perturbant l'écoulement par des ondes périodiques issues d'un haut parleur placé au bord de fuite de la tuyère. La conclusion des auteurs est :

- il existe une forte influence des perturbations externes de faible amplitude sur la structure de l'écoulement, et tout particulièrement sur la structure scalaire, se traduisant par la formulation de cellule à structure cohérente ;
- dans le cas de l'écoulement non perturbé, les structures cohérentes semblent plutôt peu importantes ;
- les régions de production négatives sont présentées dans le cas de l'écoulement excité ;
- le modèle du gradient de diffusion n'est pas applicable ;
- l'excitation, non seulement discipline les gros tourbillons (vortices), mais aussi influence la structure de la turbulence interne.

Ce travail illustre bien ce que l'on peut déduire de l'étude d'un champ de scalaire couplé avec l'étude d'un champ de vitesse pour modéliser la structure de l'écoulement et en déduire les processus de transport.

Le troisième exemple que nous avons choisi concerne la mise en évidence des structures cohérentes en combustion par des techniques photographiques qui traduisent en fait le champ des masses volumiques. Dans ce domaine un travail très intéressant a été fait par Yule, Chigier et Thompson [3]. Dans bien des cas le rôle des structures cohérentes est plus facilement obtenu dans les zones de combustion par suite du caractère lumineux des flammes, c'est en particulier une façon simple de visualiser le mélange combustible/comburant. Les flammes de diffusion turbulentes offrent une grande variété de structures et dans la plupart des cas des anneaux tourbillonnaires apparaissent analogues à ceux mis en évidence dans les mélanges non réactifs, le confinement de la flamme peut changer cette structure, la longueur de la zone où se rencontrent les anneaux tourbillonnaires est plus grande avec combustion que sans combustion. On note une coalescence de ces anneaux dans les deux situations avec et sans combustion. Ces anneaux apparaissent également dans la combustion des jets de combustible pulvérisé et l'existence de ces remous cohérents

dépend de la distribution du mélange comburant-combustible. La figure 4 donne un schéma de remous apparaissant dans une flamme de diffusion et séparant le combustible du comburant. La figure 4 représente par exemple une coupe d'un anneau tourbillonnaire ou dans un système bidimensionnel étroit une ligne de tourbillons ou une coupe d'un tourbillon hélicoïdal. Ces tourbillons sont analogues et s'enroulent comme ceux observés dans un sillage mais ils ne sont pas alternatifs mais symétriques [4]. Cette schématisation correspond à un tourbillon qui n'en a pas rencontré d'autres, ce qui provoque des instabilités[5]. La zone délimitant le combustible de l'air a la forme d'une double spirale entourant un noyau tourbillonnaire. Une flamme se situe à la lisière de cette double spirale séparant le combustible de l'air et le noyau tourbillonnaire contient du combustible et de l'air entraîné et peut constituer une zone de combustion volumique à richesse variable fonctionnant comme une zone de recirculation et la flamme en bordure des deux zones peut être considérée comme une flamme de diffusion laminaire.

Cette structure peut donc être assez bien décrite si l'on connaît l'évolution de la richesse, le volume de cette poche augmente avec l'accroissement du temps de séjour dans le tourbillon. Dans la situation de la figure 4 une flamme entoure complètement le tourbillon. Ces tourbillons peuvent rencontrer d'autres tourbillons, s'unir pour former des structures plus complexes à caractère tridimensionnel, ou après coalescence de plusieurs tourbillons se restructurer.

Un autre type de structure cohérente observé dans la flamme est constitué par de grands tourbillons allongés tridimensionnels dont la structure est donnée sur la figure 5 qui met en évidence une incomplète cohérence circonférentielle autour de la flamme et aussi l'existence d'une distribution de tourbillons irréguliers avec la présence de tourbillons d'échelle plus petite avec des poches de comburant, de combustible et de produits brûlés. Le combustible et l'air s'engouffrent dans ce tourbillon et se mélangent plus rapidement que dans la situation précédente. Cette structure est observée dans de nombreuses flammes de diffusion. Ces trois résultats ont été choisis pour montrer ce qui peut être déduit de l'analyse des champs scalaires. Les fluctuations de pression ont été négligées car la mesure de ce paramètre est beaucoup plus difficile.

Décider de ce qui est cohérent de ce qui ne l'est pas, comprendre les mécanismes de transport, reconnaître les modifications apportées à la structure de la zone turbulente par la combustion, voir l'action d'ondes de pression sur l'organisation des phénomènes et en particulier sur la convection, comprendre les phénomènes de dissipation, en un mot apporter des informations pour modéliser la turbulence, tels sont les résultats que l'on peut attendre des méthodes de diagnostic en général et des méthodes de mesure des scalaires en particulier.

3 - MÉTHODES DE MESURE DE LA TEMPERATURE

Il existe de nombreuses méthodes pour déterminer la température dans un écoulement turbulent sans ou avec combustion, mais il existe deux grandes classes : les méthodes optiques et les méthodes par sondes, c'est pourquoi nous décrivons une méthode dans chaque classe pour voir apparaître les avantages et les inconvénients de chacune d'elles.

3.1 - Méthodes optiques

Ces méthodes offrent l'intérêt de ne pas perturber l'écoulement, ce qui est un gros avantage dans le cas d'écoulement turbulent, mais elle intègre sur une partie de la longueur du faisceau les phénomènes. On peut cependant remédier en partie à cet inconvénient en introduisant localement dans le gaz des traceurs qui ont la température mais aussi la vitesse locale du gaz. La technique que nous allons décrire est celle du renversement de raies mais en se plaçant dans le domaine infra-rouge, ce qui permet de faire des mesures à partir de 600 K.

3.1.1 - Mesures instantanées de la température de gaz de combustion et de la turbulence thermique par pyrométrie infrarouge [6]

A) - Principe de la méthode de mesure

Le schéma optique du dispositif qui permet de discriminer les signaux provenant de la source et de la flamme est présenté figure 6. L'image de la source S est formée dans le plan C par la lentille L_1 . La lentille L_2 en reforme une image dans le plan de la flamme. L'optique L_3 qui supporte le diaphragme d'ouverture, conjugue les plans images précédents sur le diaphragme de champ d . La lentille L_4 permet le transport de l'image monochromatique, isolée par le monochromateur M , sur le miroir prismatique P qui la divise en deux parties sensiblement égales. Grâce aux lentilles L_5 une moitié de l'énergie arrive sur un récepteur R_1 , l'autre moitié sur un récepteur R_2 . Un couteau placé dans le plan C peut être déplacé de façon à diviser l'image exactement comme le miroir prismatique. L'un des récepteurs, par exemple R_2 , ne reçoit alors plus aucune énergie provenant de la source, alors que le signal délivré par R_1 n'a pas changé.

En l'absence de flamme et avant obturation par le couteau les détecteurs R_1 et R_2 délivrent respectivement les signaux y_{1c} et y_{2o} proportionnels à la luminance énergétique monochromatique de la source $L(\lambda, T_s)$

$$y_{1c} = K_1 L(\lambda, T_s) \quad \text{et} \quad y_{2o} = K_2 L(\lambda, T_s)$$

où T_s est la température de luminance de la source à la longueur d'onde λ . On peut aussi faire apparaître son émissivité $\epsilon_s(\lambda)$ en écrivant :

$$y_{1c} = K_1 \epsilon_s(\lambda) L(\lambda, T_s) \quad , \quad y_{2o} = K_2 \epsilon_s(\lambda) L(\lambda, T_s)$$

où T_s est alors sa température vraie. Compte tenu des différences de sensibilité des détecteurs et des étendues géométriques des faisceaux incidents, les coefficients de proportionnalité K_1 et K_2 ne sont pas identiques mais il est toujours possible de les égaler en jouant sur les étages d'amplification.

En présence de flamme et couteau mis, R_2 donne un signal \mathcal{Y}_2 dû à la flamme seule alors que R_1 donne un signal \mathcal{Y}_1 dû à la flamme et à la source

$$\mathcal{Y}_1 = K_1 L(\lambda, T_{ls}) e^{-\int_x^{\lambda} \alpha(\lambda, x) dx} + K_2 \int_x^{\lambda} \alpha(\lambda, x) L[\lambda, T_f(x)] e^{-\int_x^{\lambda} \alpha(\lambda, x) dx} dx$$

$$\mathcal{Y}_2 = K_2 \int_x^{\lambda} \alpha(\lambda, x) L[\lambda, T_f(x)] e^{-\int_x^{\lambda} \alpha(\lambda, x) dx} dx$$

$\alpha(\lambda, x)$ est le coefficient d'émission monochromatique local égal au coefficient d'absorption d'après la loi de Kirchhoff et $L[\lambda, T_f(x)]$ est la luminance monochromatique du corps noir à la température locale de la flamme $T_f(x)$.

Dans cette formulation on a supposé l'homogénéité de la flamme dans une coupe transversale du faisceau, ou ce qui revient au même, que le faisceau est infiniment étroit. Le premier terme de \mathcal{Y}_1 correspond à la transmission à travers la flamme de l'énergie provenant de la source selon la loi de Beer, loi rigoureuse dans le cas strictement monochromatique. Le deuxième terme correspond à l'émission de la flamme dans une tranche d'épaisseur dx et à son absorption par les tranches suivantes de x à $+l$, l étant l'épaisseur de la flamme. Seul ce second terme apparaît dans le signal \mathcal{Y}_2 . Si la flamme est homogène l'intégrale est simple car $L(\lambda, T_f)$ sort de l'intégrale et l'homogénéité du coefficient d'émission n'est même pas nécessaire. On obtient les relations suivantes :

$$\mathcal{Y}_1 = K_1 L(\lambda, T_{ls})(1 - \varepsilon) + K_2 L(\lambda, T_f) \varepsilon$$

$$\mathcal{Y}_2 = K_2 L(\lambda, T_f) \varepsilon$$

où ε est le facteur d'émission défini par : $\varepsilon(\lambda) = 1 - e^{-\int_x^{\lambda} \alpha(\lambda, x) dx}$

On remarquera que ε dépend de l'épaisseur de la flamme. La connaissance de la luminance monochromatique de la source $L(\lambda, T_{ls})$ permet alors de calculer à chaque instant par la résolution de ce système de deux équations, les inconnues $L(\lambda, T_f)$ et $\varepsilon(\lambda)$

Pour effectuer cette résolution, dans le cas où $K_1 = K_2 = K$ on pose :

$$\mathcal{Y}_3 = \mathcal{Y}_{10} + \mathcal{Y}_2 - \mathcal{Y}_1$$

on obtient : $\mathcal{Y}_3 = K \varepsilon L(\lambda, T_{ls})$

et on en déduit :

$$\frac{L(\lambda, T_f)}{L(\lambda, T_{ls})} = \frac{\mathcal{Y}_2}{\mathcal{Y}_3} \quad \varepsilon(\lambda) = \frac{\mathcal{Y}_3}{\mathcal{Y}_{10}}$$

La loi de Planck pour la longueur d'onde λ permet alors de remonter à la température de la flamme T_f . Le temps de réponse n'est limité que par la constante de temps des récepteurs et celle de l'enregistrement des signaux.

Le calcul d'erreur montre que la précision de la mesure est d'autant plus grande :

- que l'on travaille au plus près du point de renversement défini par l'égalité des températures de la flamme et de la source,
- et que le facteur d'émission de la flamme ε est proche de l'unité.

Il faut souligner encore une fois que la mesure n'a de signification claire que si la température de la flamme est uniforme sur tout le volume gazeux traversé par les faisceaux optiques et que la mesure intéresse tout ce volume. En général la flamme présente un profil de température avec un maximum au milieu du jet. Dans ce cas la mesure conduit soit à une température proche de la température maximale si le facteur d'émission est faible, soit à une température voisine de celle en bordure du jet si le facteur d'émission est proche de 1. En fait lorsque l'on s'intéresse plus particulièrement à la température au centre du jet on montre qu'il existe un optimum pour le facteur d'émission, optimum qui est très bien mis en évidence par l'étude spectrographique d'une raie d'émission-absorption qui présente deux maximums symétriques par rapport au centre de la raie.

Dans le cas d'une flamme transparente l'addition d'atomes étrangers (du sodium par exemple) émettant des radiations définies, est nécessaire afin de la rendre monochromatiquement lumineuse ; l'hétérogénéité des températures du gaz peut n'avoir alors aucune influence sur le résultat de la mesure si l'on a soin d'injecter le sel de sodium localement. Il faut par contre prendre garde que celui-ci ait atteint l'équilibre thermique.

Bien évidemment la méthode suppose l'équilibre thermodynamique. Dans le cas contraire la loi de Kirchhoff doit être modifiée de la façon suivante :

la luminance énergétique spectrale L_λ d'un gaz quelconque est égale au produit de son facteur d'absorption ε_λ par la luminance énergétique spectrale L'_λ du corps noir à la température définie par la loi de Boltzmann écrite pour les populations N_1 et N_2 responsables de l'émission et de l'absorption de la raie de longueur d'onde λ

$$\exp \frac{C_\lambda}{\lambda T} = \frac{g_2}{g_1} \cdot \frac{N_1}{N_2},$$

où g_1 et g_2 sont les poids statistiques respectifs des niveaux 1 et 2 de l'atome ou de la molécule émetteur. On effectue donc une mesure de température de population. Dans le cas courant où il existe des équilibres partiels correspondant aux transitions électroniques, de vibrations ou de rotations, la mesure conduit à la température d'équilibre caractéristique du type de transition utilisé. Par exemple si l'on travaille sur l'une des raies du doublet du sodium on mesurera une température électronique.

Enfin la méthode suppose que les phénomènes d'émission et absorption l'emportent devant tous les phénomènes de diffusion qui sont enregistrés comme une perte de signal. En particulier, il est possible de travailler sur les particules en suspension dans le gaz (flammes éclairantes) à condition que leur dimension soit très petite devant la longueur d'onde utilisée.

B) - Transposition de la méthode en infra-rouge

L'appareil est constitué de deux parties : un émetteur et un récepteur dont l'alignement optique doit être aussi parfait que possible. Cet appareil utilise l'absorption et l'émission propre des flammes dues essentiellement à la vapeur d'eau et au gaz carbonique. L'intervalle spectral y est alors limité, non plus par un monochromateur, mais par un filtre interférentiel qui intègre sur la structure fine d'une bande de vibration-rotation. On commet ainsi une erreur systématique, le calcul monochromatique n'étant plus rigoureusement exact. Nous allons montrer que c'est une approximation généralement suffisante. L'homogénéité en température de la flamme étant admise, l'intégration des relations donnant y_2 et y_3 sur l'intervalle spectral $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ donne :

$$y_2 = K \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L(\lambda, T_f) \varepsilon(\lambda) d\lambda \quad , \quad y_3 = K \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_s(\lambda) L(\lambda, T_s) \varepsilon(\lambda) d\lambda$$

Les variations d'émissivité du gaz $\varepsilon(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde sont généralement très fortes, par contre la luminance du corps noir pour les températures T_f et T_s et l'émissivité de la source ε_s peuvent être considérées comme constantes et sortir des intégrales si l'intervalle spectral est suffisamment étroit. Dans ces conditions la résolution du système peut être conduite comme dans le cas monochromatique :

$$\frac{y_2}{y_3} = \frac{L(\lambda_m, T_f)}{\varepsilon_s(\lambda_m) L(\lambda_m, T_s)} \quad , \quad \frac{y_3}{y_{10}} = \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon(\lambda) d\lambda = \bar{\varepsilon}$$

où λ_m est une longueur d'onde moyenne de l'intervalle $\Delta\lambda$. L'émissivité ainsi obtenue est évidemment une émissivité moyenne $\bar{\varepsilon}$, et elle ne sera importante que si la densité des raies spectrales est assez forte.

Afin d'estimer l'importance de l'erreur systématique due à cette intégration, on considère le cas où la variation de luminance du corps noir sur $\Delta\lambda$ est linéaire

$$L(\lambda, T) = L(\lambda_m, T) + \frac{\partial L}{\partial \lambda} (\lambda_m, T)(\lambda - \lambda_m)$$

On calcule alors :

$$\frac{y_2}{y_3} \approx \frac{L_f}{\varepsilon_s L_s} \left[1 + \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\varepsilon(\lambda)}{\bar{\varepsilon}} (\lambda - \lambda_m) \left(\frac{\frac{\partial L_f}{\partial \lambda}}{L_f^m} - \frac{\frac{\partial L_s}{\partial \lambda}}{L_s^m} \right) d\lambda \right]$$

Puisque $\varepsilon(\lambda)$ est une fonction bornée par 1, le terme correctif peut être majoré par :

$$\frac{1}{\bar{\varepsilon}} \left[\frac{\frac{\partial L_f}{\partial \lambda}}{L_f^m} - \frac{\frac{\partial L_s}{\partial \lambda}}{L_s^m} \right] \frac{\Delta\lambda}{4}$$

soit en utilisant la loi de Planck :

$$\frac{1}{4\bar{\varepsilon}} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot \frac{c_2}{\lambda} \left[\frac{1}{T_f} \cdot \frac{1}{(1 - \exp -\frac{c_2}{\lambda T_f})} - \frac{1}{T_s} \cdot \frac{1}{(1 - \exp -\frac{c_2}{\lambda T_s})} \right]$$

L'erreur sera négligeable si l'intervalle spectral est suffisamment étroit et si l'émissivité moyenne de la flamme n'est pas trop faible. Elle sera quasi-nulle si la température vraie de la source est égale à celle de la flamme.

L'étude spectrométrique préalable des flammes de combustion montre que l'émissivité, par ailleurs faible, est par contre très forte à la longueur d'onde de $4,5 \mu\text{m}$ sur les bandes chaudes d'émission du gaz carbonique. C'est ce que montre le spectre obtenu sur un réacteur homogène (Fig. 7), l'épaisseur de gaz traversée étant de quelques centimètres. A cette longueur d'onde on utilise un filtre interférentiel dont la largeur relative est de 4%. Dans ces conditions l'erreur systématique sur la luminance $L(\lambda_m, T_f)$ est inférieure au pour cent.

Le temps de réponse de l'ensemble détecteur-préamplificateur est de l'ordre de une micro-seconde, mais il ne passe pas le continu et il est nécessaire d'interrompre périodiquement le flux incident pour recaler le zéro. On utilise la rotation d'une roue dentée qui occulte l'image obtenue dans le plan d (Fig. 6) à une fréquence de 2500 Hz. Les deux diaphragmes de champ qui délimitent les faisceaux 1 et 2 sont constitués par les surfaces sensibles des détecteurs, le diaphragme d'ouverture étant commun aux deux faisceaux. Cette séparation des deux diaphragmes de champ a pour avantage de permettre par le seul déplacement axial du miroir séparateur de disjoindre les deux images, ce qui rend plus facile l'occultation de l'une d'elles par le couteau.

La photo de la figure 8 montre l'appareil sur un banc d'optique et au premier plan le calculateur analogique qui permet de calculer en temps réel la luminance et le facteur d'émission de la flamme. Une difficulté particulière pour effectuer ce calcul est due à la modulation à 2500 Hz. Les signaux se trouvent hachés à cette fréquence avec par ailleurs un léger déphasage entre les deux détecteurs, ce qui fait que le résultat du calcul n'est valable que pendant de courts intervalles de temps de $80 \mu\text{s}$ espacés de $300 \mu\text{s}$ environ. On procède donc par échantillonnage et la chaîne de traitement logique à large bande passante mise au point ne retient que les mesures correctes et affiche zéro pour les autres. Cependant, pour les phénomènes fugitifs dont la durée est inférieure à quelques centaines de microsecondes la modulation est inutile.

C) - Mesure des fluctuations de température

Découplage des fluctuations de température et d'émissivité

Nous avons vu que la mesure n'a de signification claire que si la température de la flamme est uniforme sur tout le volume gazeux traversé par les faisceaux optiques. Cela semble exclure la possibilité d'effectuer des mesures de turbulence thermique lorsque toutes les caractéristiques du milieu (concentrations, température) varient en tout point et à tous instants de façon aléatoire. Nous allons montrer qu'il est pourtant possible de caractériser la turbulence dans le cas où elle est statistiquement homogène et lorsque les fluctuations d'émissivité sont de faible amplitude vis-à-vis de la valeur moyenne.

Pour le démontrer reprenons la formule donnant l'énergie reçue par un détecteur en provenance d'une source après absorption par la flamme et en provenance de la flamme elle-même et ceci pour un faisceau optique monochromatique très étroit :

$$Y = L_s e^{-\int_{-\ell}^{\ell} \alpha dx} + \int_{-\ell}^{\ell} \alpha L_f e^{-\int_{-\ell}^{\ell} \alpha dx} dx$$

Si l'on sépare valeur moyenne et valeur fluctuante :

$$\alpha = \bar{\alpha} + \alpha'(x, t), \quad L_f = \bar{L}_f + L'_f(x, t)$$

seules les fonctions α' et L'_f dépendent de x et de t puisque le milieu est supposé statistiquement homogène.

$$\text{On en déduit la même séparation pour le facteur d'émission avec : } \bar{\epsilon} = 1 - e^{-\int_{-\ell}^{\ell} \alpha dx}, \quad \epsilon'(t) = -e^{-\int_{-\ell}^{\ell} \alpha dx}$$

et la partie fluctuante du signal $Y(t)$ s'écrit :

$$Y'(t) = \epsilon'(\bar{L}_f - L_s) + \int_{-\ell}^{\ell} (\bar{\alpha} + \alpha') L'_f e^{-\int_{-\ell}^{\ell} (\bar{\alpha} + \alpha') dx} dx$$

On remarque que, si la luminance de la source est égale à la luminance moyenne de la flamme, les fluctuations d'émissivité disparaissent au premier ordre. Si ces fluctuations sont de faible amplitude il est possible de négliger α' devant $\bar{\alpha}$ et il ne reste que les fluctuations liées à la température.

$$Y'(t) = \bar{\alpha} \int_{-\ell}^{\ell} L'_f e^{-\bar{\alpha}(2\ell-x)} dx$$

L'interprétation de cette intégrale sera encore facilitée si on fait en sorte que le coefficient d'absorption soit petit de façon à pouvoir négliger $\bar{\alpha}(2\ell-x)$ devant 1 :

$$Y'(t) = \bar{\alpha} \int_{-\ell}^{+l} L'_f dx$$

Pour cela on se place sur la bande d'émission à $2,5 \mu m$ pour laquelle le facteur d'émission est très faible comme le montre le spectre obtenu sur un foyer homogène du type Longwell (Fig. 7).

Enfin, si les fluctuations de température sont de suffisamment faible amplitude il est possible de linéariser la loi de luminance $L(\lambda, T)$ au voisinage de la température moyenne \bar{T}_f , et obtenir ainsi l'intégrale des fluctuations de température sur le trajet optique :

$$Y'(t) \approx 2\bar{\alpha}\ell \frac{\partial L}{\partial T}(\lambda, \bar{T}_f) \cdot \frac{1}{2\ell} \int_{-\ell}^{+l} T'_f(x, t) dx$$

avec $2\ell\bar{\alpha} = \bar{\epsilon}$ le facteur d'émission moyen.

Dans le cas où le milieu n'est pas homogène, c'est-à-dire lorsque $\bar{\alpha}$ et \bar{L}_f ne sont pas indépendants de x , le découplage au premier ordre des fluctuations n'est plus total mais les fluctuations d'émissivité sont fortement atténues. Le terme relatif à ces fluctuations s'écrit en effet :

$$\int_{-\ell}^{\ell} \alpha'(x, t) (\bar{L}_f(x) - L_s) dx$$

et est très inférieur à celui que l'on aurait en absence de source ($b_s = 0$). D'ailleurs, même lorsque le milieu est homogène, la qualité du découplage est fonction de la précision de l'ajustement de la température de la source à la température moyenne de la flamme qu'il est nécessaire de déterminer par une mesure ou un calcul préalable.

Effets de l'intégration des fluctuations

Si le découplage est parfait, le signal pyrométrique est proportionnel à l'intégrale sur le trajet optique des fluctuations de luminance ou de température. Quels sont les effets de cette intégration et notamment quelle relation existe-t-il entre la variance (ou l'écart-type) du signal et la variance de la grandeur mesurée ? On montre, en utilisant un formalisme dû à Uberoi et Kovasznay [7], que lorsque la longueur d'intégration est grande devant l'échelle intégrale elles sont proportionnelles. Le rapport de proportionnalité est trouvé égal au rapport du double de l'échelle intégrale de la turbulence Δ à la longueur d'intégration ℓ . C'est-à-dire que si \mathcal{N} représente les fluctuations mesurées et T' les fluctuations locales, leurs variances \mathcal{N}^2 et T'^2 sont liées par la relation suivante :

$$\bar{\sigma}'^2 = \bar{T}'^2 \cdot 2 \frac{\Lambda}{\lambda} .$$

Cette relation peut être interprétée de la façon suivante ; si on découpe le trajet optique en intervalles de longueur 2Λ

$$n = \frac{2\lambda}{2\Lambda}$$

on peut considérer que $\bar{\sigma}'$ est la moyenne de n grandeurs indépendantes T'_L attachées à chacun de ces intervalles

$$\bar{\sigma}' = \frac{1}{n} (T'_1 + T'_2 + \dots + T'_n)$$

La variance de la somme est alors égale à la somme des variances et puisqu'il s'agit de variables à moyenne nulle on retrouve la relation ci-dessus.

3.1.2 - Détermination de l'échelle intégrale de la turbulence

Pour remonter à la variance locale \bar{T}'^2 de la grandeur mesurée il est nécessaire de connaître l'échelle intégrale Λ . Pour l'obtenir on peut penser utiliser, soit l'analyse spectrale, soit la méthode des faisceaux orthogonaux mise en oeuvre pour la première fois par Fischer et Krause [8], mais qui présente l'inconvénient de nécessiter la mise en oeuvre de deux appareils de mesure.

a) Analyse spectrale

Par analyse spectrale on entend le spectre obtenu à partir du signal de mesure. Un tel spectre correspond par transformée de Fourier à la fonction de corrélation temporelle. Par contre le calcul de l'échelle intégrale ne peut se faire qu'à partir de la fonction de corrélation spatiale. Le passage de l'une à l'autre n'est possible que si l'on admet l'hypothèse de Taylor. Cette hypothèse consiste à supposer que pour les grandes vitesses de convection la turbulence est gelée. Il y a alors proportionnalité entre les deux variables, le temps et la coordonnée spatiale parallèle à la vitesse. Un déphasage dans le temps correspond donc à une translation de cette coordonnée. Le spectre que l'on obtient alors est le spectre dit "unidimensionnel" qui est la transformée de Fourier de la corrélation entre deux points progressivement éloignés l'un de l'autre définissant un vecteur maintenu parallèle à une direction donnée, ici celle de la vitesse. Mais là encore le spectre mesuré est modifié par l'effet d'intégration. Dans le cas où la longueur d'intégration est grande devant Λ , on démontre la relation suivante entre le spectre intégré \bar{E}_1 et le spectre local E_1 :

$$E_1(K_3) = \frac{\ell}{\pi} \int_{K_3}^{\infty} \frac{K \bar{E}_1(K)}{\sqrt{K^2 - K_3^2}} dK$$

Classiquement on calcule l'échelle intégrale à partir de la valeur à l'origine du spectre unidimensionnel :

$$E_1(0) = \frac{2\Lambda}{\pi} \bar{T}'^2$$

Le calcul de $E_1(0)$ à partir du spectre \bar{E}_1 permet d'écrire :

$$E_1(0) = \frac{\ell}{\pi} \int_0^{\infty} \bar{E}_1(K) dK = \frac{\ell}{\pi} \bar{\sigma}'^2$$

et on retrouve la relation reliant les variances :

$$\bar{\sigma}'^2 = \bar{T}'^2 \cdot 2 \frac{\Lambda}{\lambda} .$$

L'analyse spectrale, même compte tenu de l'hypothèse de Taylor, ne permet donc pas d'obtenir une relation supplémentaire qui aurait permis de calculer l'échelle intégrale et la variance locale. Réciproquement le spectre local ne peut être déterminé qu'à un facteur près. Remarquons au passage l'effet de l'intégration sur le spectre : si E_1 peut être représenté par une loi en K^{-n} , \bar{E}_1 sera alors en $K^{-(n+1)}$. L'effet de l'intégration se fait sentir dans tout le spectre par une décroissance plus rapide.

b) Faisceaux orthogonaux

Cette technique consiste à mesurer le niveau de corrélation entre deux mesures optiques sur deux trajets orthogonaux et progressivement éloignés l'un de l'autre comme le montre la figure 9. Les points A et B délimitent la plus courte distance d des deux droites. Si l'on découpe les deux trajets optiques en intervalles de longueur 2Λ (en prenant A et B comme point milieu de l'un des intervalles), chacune des mesures $\bar{\sigma}'_1$ et $\bar{\sigma}'_2$ est la moyenne des grandeurs indépendantes attachées à chacun des éléments constituant l'un des trajets optiques. On conçoit que seuls les deux intervalles incluant le point A ou B donneront une contribution notable à la corrélation entre $\bar{\sigma}'_1$ et $\bar{\sigma}'_2$ puisque la distance entre tous les points des autres intervalles sera supérieure à l'échelle intégrale Λ . En fait, Fischer et Krause admettent que la fonction de corrélation $\beta(d)$ que l'on obtient point par point en éloignant progressivement les faisceaux l'un de l'autre, est proportionnelle à la fonction de corrélation $R(d)$ entre les points A et B. Il suffit alors de normaliser $\beta(d)$ par la corrélation en faisceaux croisés $\beta(0)$ pour obtenir $R(d)$, puis par intégration l'échelle intégrale. En fait l'interprétation de Fischer et Krause n'est pas correcte car elle suppose négligeable les corrélations entre les points voisins de A et B, tels que C et D par exemple. L'étude théorique de cette technique a donc été reprise en utilisant toujours le formalisme dû à Uberoi et Kovasznay valable pour un milieu statistiquement homogène. Ce calcul, pour deux faisceaux infiniment étroits de longueur $\varepsilon\ell_1$ et $\varepsilon\ell_2$ dirigés l'un selon l'axe 1 et l'autre selon l'axe 2 conduit à la relation intégrale suivante :

$$\beta(d) = \frac{2\pi}{4\ell_1\ell_2} \int_d^{\infty} R(\gamma) \beta d\gamma$$

En particulier la corrélation en faisceaux croisés, pour $d = 0$, est donnée par :

$$\beta(0) = \frac{2\pi}{4\ell_1\ell_2} \bar{T}^2 \hat{\Lambda}^2$$

où $\hat{\Lambda}$ est une échelle intégrale différente de celle utilisée jusqu'ici et définie par :

$$\hat{\Lambda}^2 = \frac{1}{\bar{T}^2} \int_0^\infty R(\zeta) \zeta d\zeta$$

La normalisation de $\beta(d)$ par $\beta(0)$ permet de définir la fonction sans dimension $\gamma(d)$

$$\gamma(d) = \frac{\beta(d)}{\beta(0)} = \frac{1}{\bar{T}^2 \hat{\Lambda}^2} \int_d^\infty R(\zeta) \zeta d\zeta$$

dont l'inversion donne

$$R(\zeta) = -2\bar{T}^2 \hat{\Lambda} \left[\frac{\partial \gamma(d^*)}{\partial (d^*)} \right]_{d=\zeta}$$

On voit qu'il est nécessaire pour obtenir R de tracer γ en fonction du paramètre d^* au lieu de d , et d'en prendre la dérivée. La valeur de cette dérivée à l'origine permet de calculer $\hat{\Lambda}$:

$$\left[\frac{\partial \gamma(d^*)}{\partial (d^*)} \right]_{d=0} = -\frac{1}{2\hat{\Lambda}^2}$$

Enfin l'intégration de cette fonction dérivée sur d permet d'obtenir une relation entre Λ et $\hat{\Lambda}$ et donc de calculer Λ :

$$\Lambda = \frac{1}{\bar{T}^2} \int_0^\infty R(\zeta) d\zeta = -2\hat{\Lambda}^2 \int_0^\infty \frac{\partial \gamma(d^*)}{\partial (d^*)} \delta d$$

La méthode des faisceaux orthogonaux permet donc bien de déterminer l'échelle intégrale ; elle permet, mieux encore, d'obtenir la fonction de corrélation à deux points, mais a pour inconvénient d'être longue (il faut effectuer des mesures point par point) et assez peu précise (la fonction R s'obtient par dérivation de la fonction γ). Aussi on a recherché et on propose une mesure plus simple dérivée de celle-ci. Elle consiste à mesurer la corrélation normalisée en faisceaux croisés.

c) Corrélation normalisée en faisceaux croisés

Il est toujours difficile d'effectuer des mesures absolues et ceci est également vrai pour les corrélations. Ce que donne le traitement numérique c'est la corrélation normalisée par les valeurs quadratiques moyennes des mesures R'_1 et R'_2 . Or nous avons donné une expression de ces valeurs quadratiques moyennes :

$$(\bar{R}'_1)^{1/2} = (\bar{T}^2 \frac{\Lambda}{\ell_1})^{1/2} \quad \text{et} \quad (\bar{R}'_2)^{1/2} = (\bar{T}^2 \frac{\Lambda}{\ell_2})^{1/2}$$

La corrélation en faisceaux croisés donnée par :

$$\beta(0) = \frac{2\pi}{4\ell_1\ell_2} \bar{T}^2 \hat{\Lambda}^2$$

devient après normalisation :

$$\rho(0) = \frac{\beta(0)}{\sqrt{\bar{R}'_1^2 \cdot \bar{R}'_2^2}} = \frac{\pi}{\sqrt{4\ell_1\ell_2}} \cdot \frac{\hat{\Lambda}^2}{\Lambda}$$

Pour aller plus loin on admet que les deux échelles intégrales Λ et $\hat{\Lambda}$ sont voisines. C'est le cas lorsque l'on admet pour la fonction de corrélation R une loi exponentielle ; on a alors rigoureusement $\hat{\Lambda} = \Lambda$. Pour une gaussienne on trouve :

$$\hat{\Lambda} = \sqrt{\frac{4}{2\pi}} \Lambda \approx 0.8 \Lambda$$

Or ce sont deux cas extrêmes correspondant à un nombre de Reynolds de turbulence soit très grand (cas de l'exponentielle), soit très faible (cas de la gaussienne) [9]. On admettra que pour les Reynolds intermédiaires cette quasi égalité tient encore. Dans ces conditions la corrélation normalisée en faisceaux croisés jointe à la connaissance des longueurs d'intégration $2\ell_1$ et $2\ell_2$ permet de calculer l'échelle intégrale :

$$\Lambda = \frac{\rho(0)}{\pi} \sqrt{4\ell_1\ell_2}$$

Il est à remarquer que la méthode des faisceaux orthogonaux ne faisait pas intervenir les longueurs d'intégration. Les deux méthodes sont donc indépendantes. Dans les deux cas, les corrélations sont d'autant plus faibles, donc difficiles à mesurer, que ces longueurs sont grandes devant l'échelle intégrale.

3.1.3 - Influence de l'épaisseur des faisceaux

Jusqu'ici on a supposé les faisceaux infiniment étroits, ce qui n'est pas physiquement réalisable. En ce qui concerne le découplage des fluctuations de température et des fluctuations d'émissivité, leur épaisseur finie n'en restreint pas la qualité puisque dans le cadre de l'approximation géométrique un faisceau optique est la superposition de rayons. Par contre les calculs de la variance et des corrélations peuvent en être affectés puisque l'on ajoute une intégration supplémentaire sur les dimensions transversales des faisceaux.

L'importance de cet effet a été évaluée dans le cas de faisceaux parallélépipédiques de section $4e_1 e_3$ pour celui dirigé selon l'axe 1, et $4e_2 e_3$ pour celui dirigé selon l'axe 2.

On obtient :

$$\beta(d) = \frac{2\pi}{4l_1 l_2} \int_0^\infty R(\zeta) \zeta d\zeta \left[1 - \frac{\epsilon_3^2 R(d)}{3 \bar{\lambda}^2 \bar{T}^2} \right]$$

et

$$\bar{\Sigma}'^2 = \bar{R}'^2 = 2 \bar{T}^2 \Lambda \left[1 - \frac{(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^2}{6 \Lambda} \frac{1}{\bar{\lambda}} \right]$$

où $\bar{\lambda}$ est une troisième échelle intégrale définie par :

$$\frac{1}{\bar{\lambda}} = - \frac{1}{\bar{T}^2} \int_0^\infty \frac{1}{\zeta} \frac{\partial R}{\partial \zeta} d\zeta$$

Dans le cas où $e_1 = e_2 = e_3 = \epsilon$, on en déduit la corrélation normalisée en faisceaux croisés :

$$\rho(d) = \frac{\beta(d)}{\bar{\Sigma}_1^2 \bar{\Sigma}_2^2} \simeq \frac{\pi \bar{\lambda}^2}{\Lambda \sqrt{4l_1 l_2}} \left[1 + \frac{\epsilon^2}{3} \left(\frac{4}{\Lambda \bar{\lambda}} - \frac{1}{\bar{\lambda}^2} \right) \right]$$

Si l'on admet que $\bar{\lambda}$ est du même ordre de grandeur que Λ et $\bar{\lambda}$, les termes correctifs sont d'ordre $(\epsilon/\Lambda)^2$. Cela signifie que l'épaisseur des faisceaux doit être petite devant l'échelle intégrale, comme on pouvait s'y attendre.

Pour des faisceaux larges de 2 mm et une échelle intégrale d'environ 1 cm, la précision des mesures est encore de 1%.

3.1.4 - Application de cette méthode à l'étude de la turbulence thermique

La technique de mesure des fluctuations de température et les méthodes des faisceaux orthogonaux et des faisceaux croisés ont été utilisées sur le jet à la sortie d'un foyer d'étude de la dilution malgré l'inconvénient de l'hétérogénéité des températures moyennes. On procède en deux temps : tout d'abord mesure des fluctuations de température intégrées en émission et en absorption simultanées, ensuite détermination de l'échelle intégrale. En effet, si l'on admet que les caractéristiques de la turbulence sont indépendantes de la grandeur mesurée (pourvu que ce soit un scalaire) les techniques des faisceaux orthogonaux ou croisés peuvent être utilisées aussi bien en émission, ce qui présente l'avantage de simplifier l'appareillage et sa mise en oeuvre en supprimant les émetteurs des deux appareils nécessaires. Cela permet également d'augmenter considérablement le rapport signal sur bruit puisqu'il n'est plus nécessaire d'être monochromatique.

a) Mesure des fluctuations de température intégrées

La mesure des fluctuations de température a été utilisée à la suite de la mesure de température moyenne en ajustant la température de la source à celle-ci, il est nécessaire auparavant de remplacer le filtre interférentiel à 4,5 μm par un filtre à 2,5 μm pour lequel le facteur d'émission est inférieur à 5%. Le principe de la mesure ne nécessite plus qu'une seule voie de mesure et la voie occultée par le couteau peut être utilisée pour la détermination du facteur d'émission moyen, les pointes de température pouvant aller jusqu'à 100 K au-dessus de la température moyenne. La valeur quadratique moyenne des fluctuations intégrées sur le chemin optique est égale à :

$$\sqrt{\bar{\Sigma}'^2} = 25 \text{ K}$$

b) Technique des faisceaux orthogonaux

On utilise donc deux pyromètres qui intègrent l'émission infrarouge du jet dans tout le domaine spectral jusqu'à 4,25 μm. L'un d'eux, maintenu fixe, est placé verticalement au-dessus de la veine ; l'autre est horizontal et peut être translaté axialement grâce à un chariot mobile commandé à distance.

La figure 10 présente les courbes de corrélation spatiotemporelles obtenues à partir des deux mesures. Chaque courbe correspond à une position relative des deux faisceaux, t étant le paramètre de corrélation temporelle et d la plus courte distance entre les deux faisceaux. d est modifié par pas de 10 mm sauf à l'approche de l'intersection où le pas est raccourci à 2 mm. Pour ne pas surcharger la figure, les courbes correspondantes n'y figurent pas. A une légère atténuation près les courbes se déduisent les unes des autres par une translation. Ceci s'explique si l'on admet l'hypothèse de Taylor ; effectivement, si on porte sur un diagramme l'abscisse t_{\max} relative au maximum des courbes de corrélation, en fonction de la distance on obtient une droite et la vitesse définie par la pente de cette droite (84 m/s) est proche de la vitesse attendue pour le jet.

Les points à déphasage temporel nul ($t = 0$) permettent de tracer la courbe $\rho(d)$ qui présente un maximum pour $d = 0$ (Fig. 11). D'après Fischer et Krause si on normalise cette fonction par la valeur $\rho(0)$ correspondant au maximum, on obtient la fonction de corrélation $R(d)$ entre les points A et B . Son intégration permet de calculer une échelle intégrale. On trouve 2,5 cm. En fait, l'interprétation de Fischer et Krause n'est pas correcte car elle suppose négligeables les corrélations entre les points voisins de A et B , et on a vu qu'il est nécessaire pour obtenir $R(d)$ de tracer la corrélation en fonction du paramètre d au lieu de d et d'en prendre la dérivée. Au voisinage de l'origine le calcul de cette dérivée est délicat ; pour l'effectuer on représente la fonction par un développement de Lagrange du 7ème degré. Loin de l'origine la dérivée est déterminée graphiquement. On obtient ainsi la courbe de la figure 12 qui représente, à un coefficient près, la fonction de corrélation cherchée. On voit qu'elle est beaucoup plus étroite que $\rho(d)$. La valeur à l'origine permet de calculer l'échelle intégrale $\bar{\lambda}$ et l'intégration sur d permet de calculer l'échelle intégrale Λ . On les trouve très proches l'une de l'autre :

$$\bar{\lambda} = 0,74 \text{ cm} \quad \text{et} \quad \Lambda = 0,72 \text{ cm}$$

ce qui est une justification supplémentaire de l'approximation qui consiste à les supposer égales. Il faut cependant noter que ces mesures ne sont qu'approximatives. En particulier, le calcul par intégration est arrêté arbitrairement au premier zéro de la courbe de corrélation. On suppose que la contribution du reste de la courbe, alternativement positive et négative, est négligeable.

c) Corrélation en faisceaux croisés

Une autre méthode pour atteindre Λ est d'utiliser la corrélation normalisée en faisceaux croisés donnée par :

$$\rho(0) = \frac{\pi}{\sqrt{4} \ell_1 \ell_2} \cdot \Lambda = 0,24$$

Cette détermination fait intervenir les longueurs d'intégration ℓ_1 et ℓ_2 . Dans le cas présent $\ell_1 = 5$ cm et $\ell_2 = 30$ cm. On en déduit une échelle intégrale $\Lambda = 0,94$ cm sensiblement plus grande que la précédente détermination ; mais il faut noter que du fait de l'existence d'un profil de température moyenne, la hauteur du jet ℓ_1 ne coïncide pas avec l'épaisseur de la zone d'émission et conduit à une surestimation de l'échelle intégrale. Pour égaler les deux déterminations il faudrait $\ell_1 = 3$ cm. L'ordre de grandeur de ces mesures est trois à quatre fois plus faible que celle selon l'interprétation de Fischer et Krause.

d) Fluctuations de température locale

Connaissant l'échelle intégrale il est maintenant possible de déterminer la valeur quadratique moyenne des fluctuations de température locale, en utilisant la relation :

$$(\overline{R}_\Lambda)^2 = \left(\frac{2\Lambda}{\ell_1} \overline{T}' \right)^2$$

Pour effectuer le calcul on retient pour l'échelle intégrale la valeur moyenne entre 0,94 cm et 0,72 cm soit 0,83 cm. Le facteur multiplicatif est alors égal à 1,74 et l'intensité des fluctuations passe de 25 K à 43 K. L'intensité de la turbulence thermique est d'environ 7%.

e) Spectre

En principe on peut obtenir le spectre à partir de la fonction de corrélation par transformation de Fourier. Mais cette fonction de corrélation a été obtenue point par point et sa définition est insuffisante notamment pour les points proches de l'origine qui fournissent le domaine hautes fréquences du spectre. Aussi s'est-on contenté de l'analyse spectrale directe des mesures, les spectres obtenus étant alors modifiés par l'effet d'intégration. Par exemple, les deux spectres correspondant à la mesure en faisceaux croisés, tracés en coordonnées semi-logarithmiques jusqu'à 10 kHz ont une allure non classique sensiblement exponentielle, de fréquence caractéristique environ 1300 Hz.

f) Flamme pré-mélangée turbulente

Cette méthode a été appliquée pour déterminer la fonction densité de distribution dans le cas d'une flamme turbulente pré-mélangée. Une telle flamme est représentée sur la figure 13, un écoulement de gaz brûlés chauds est parallèle à un écoulement de gaz frais, une flamme bidimensionnelle se développe, l'abscisse x est dans le sens de l'écoulement et l'analyse des fluctuations de température se fait à une abscisse x déterminée et à plusieurs ordonnées y situées à la traversée du front de flamme. On observe comme le montre la figure 13 deux distributions pour deux températures semblant indiquer des paquets de gaz frais et de gaz brûlés.

Nous avons insisté sur les techniques de mesures de la température par des méthodes optiques car elles présentent un certain nombre d'avantages mais cette mesure ne va pas, dans l'interprétation, sans un certain nombre de difficultés.

3.2 - Méthodes par sondes

Il existe de très nombreuses méthodes de mesure des fluctuations de température par thermocouple, résistance ou thermistance, comme précédemment nous en décrivons une qui montre les avantages et les inconvénients de cette technique. C'est celle développée par Yule, Taylor et Chigier [9], il s'agit de mesure de la température par thermocouple, le problème le plus important dans le cas d'une mesure de la température dans un écoulement turbulent étant le calcul et la mesure du temps de réponse du thermocouple permettant d'accéder à la température du gaz T_g , à partir de la mesure donnée par le thermocouple T_p et la constante de temps τ :

$$T_g = T_p + \tau \frac{dT_p}{dt}$$

Le schéma d'un tel thermocouple est représenté sur la figure 14 qui montre de quelle manière on peut concevoir le support pour ne pas trop perturber l'écoulement. La température de la jonction ou de la perle T_p est reliée à la température du gaz T_g en considérant trois mécanismes : le transfert gaz-jonction, le transfert de chaleur à travers le fil résultant d'une déperdition par conduction et le transfert de chaleur entre le fil et le gaz. La conduction thermique dans le gaz peut être considérée comme négligeable. Une étude de bilan d'énergie est une bonne approximation pour avoir une idée de la valeur de la constante de temps et des paramètres qui agissent sur celle-ci.

La disposition de ce thermocouple conduit à admettre une différence de constante de temps pour le fil seul et pour la perle placée autour de la jonction. En particulier le temps de réponse dépend fortement de la dimension de la perle par rapport au fil constituant le thermocouple. La réponse du thermocouple est en général calculée ou déterminée expérimentalement soit en réalisant dans le gaz un échelon de température, soit en modulant à une fréquence constante la température du gaz. Cette façon de faire est générale pour la détermination d'une constante de temps : modulation sinusoïdale, échelon, ou technique impulsionale.

On peut en effet produire un échelon ou une impulsion de température dans le thermocouple en apposant de la chaleur dans le fil par un échelon ou une impulsion de courant électrique.

Comme nous l'avons signalé cette constante de temps correspond en fait à la constante de temps τ_f du fil plus celle de la perle τ_p et dans son évaluation tout dépend du rapport de la dimension du fil à celle de la perle. Dans le cas d'un fil support de longueur infinie la constante de temps qui intervient est τ_f de sorte que :

$$\tau_g = \tau_p + \tau_f \frac{\partial \tau_p}{\partial t}$$

dans le cas d'un thermocouple de longueur finie on utilise la relation :

$$\tau_g = \tau_p + \tau_p \frac{\partial \tau_p}{\partial t} - A (\tau_{f\infty} - \tau_p)$$

où intervient un coefficient d'échange A entre la température du fil au loin $\tau_{f\infty}$ et la température de la perle et une constante de temps de la perle τ_p . La méthode la plus exacte consiste à mesurer τ_p par une méthode de chauffage électrique impulsif et au moyen d'un calculateur d'évaluer τ_p et A et donc d'obtenir les éléments correctifs nécessaires pour calculer la température instantanée du gaz à partir de la température mesurée à la jonction τ_p .

Dans la conception de cet appareil nous avons deux types de calculateurs :

- a) l'un, qui admet comme données les paramètres géométriques du thermocouple (fil et perle) et les paramètres mesurés pendant l'utilisation, il est possible de cette manière de déterminer la constante de temps de la perle dans les meilleures conditions, c'est-à-dire pratiquement les conditions de l'expérience et de calculer ainsi les termes correctifs dus aux pertes thermiques ;
- b) un autre calculateur qui, à partir de la constante de temps et de la température de la fonction, détermine la température instantanée du gaz.

Les sources d'erreurs avec cette technique proviennent de plusieurs causes :

- a) tout d'abord de l'imprécision dans la mesure de la constante,
- b) de la connaissance plus ou moins variable pour chaque thermocouple des géométries qui diffèrent d'un thermocouple à un autre et même évoluent en cours d'essai,
- c) de la méconnaissance des perturbations apportées par le thermocouple ou la sonde à l'écoulement, quoique, à l'heure actuelle, ces inconvénients aient été réduits par l'emploi dans les flammes de fils de diamètre inférieur à 5 µm mais qui cependant doivent tenir compte de l'impact des particules,
- d) du manque de données sur les transferts de chaleur en transitoire, cet aspect est en effet important et pratiquement inconnu, d'où le manque de précision qui en découle.

Le fait d'utiliser deux thermocouples voisins, l'un chauffé électriquement par un courant alternatif à haute fréquence et l'autre pas, élimine certaines causes d'erreurs ; en effet la différence de la force électromotrice des deux thermocouples permettrait d'atteindre les coefficients de transfert instantanés et qui peuvent être utilisés par la suite pour déterminer la compensation nécessaire à appliquer au thermocouple non chauffé.

Par cette méthode de la sonde on détermine en principe les fluctuations de température en un point et l'on peut avoir ainsi une statistique eulérienne.

3.3 - Discussion sur les méthodes de mesure des fluctuations de température

Nous avons insisté sur la mesure de ce scalaire pour bien montrer les limites de ces techniques et les progrès qui restent à faire.

Les méthodes de mesure de la température par voie optique sont très intéressantes et d'une mise en œuvre relativement facile, on obtient un signal, mais il faut l'interpréter correctement, ce qui n'est pas toujours aisés, nous n'avons décrit que la méthode du renversement de raies dans l'infrarouge car elle nous paraît d'une relative facilité mais il en existe d'autres basées par exemple :

- a) sur la mesure absolue de l'intensité de raies,
- b) sur le rapport de l'intensité de deux raies (émission de raies due à des métaux contenus dans la flamme),
- ou encore,
- c) sur le rapport d'intensité de bandes qui sont liées, dans le cas de molécule diatomique, au mouvement interne de la molécule ; en spectrographie Raman par exemple, la mesure d'intensité de raies Raman ou du rapport d'intensités des raies Stokes et Anti-Stokes sera étudiée au paragraphe suivant lorsque la mesure des concentrations sera abordée.

Les méthodes de mesure à court temps de réponse de la température par sonde offrent, comme nous l'avons souligné, de nombreuses difficultés. Nous avons choisi de décrire la méthode du thermocouple parce qu'elle est ponctuelle. Les méthodes à variation de résistance sont en général couplées avec les techniques du fil chaud et elles servent à calculer le terme de compensation nécessaire pour une détermination correcte de la vitesse, elles présentent l'inconvénient de ne pas être ponctuelles et d'intégrer les phénomènes de transfert instationnaires sur une certaine longueur de la sonde. Ces sondes couplées sont très utiles car elles permettent de déterminer des corrélations du type $T^2, \bar{u'}T, \bar{v'}T, \bar{u'}^2, \bar{v'}^2, \bar{u'}\bar{v}'$, qui, dans un problème bidimensionnel, déterminent outre les corrélations des fluctuations du scalaire la diffusion de ce scalaire dans deux directions orthogonales correspondant à des fluctuations de vitesses de composantes u' et v' . La figure 15 est un exemple de réalisation due à H. Fiedler et P. Mensing [10] qui couple l'effet de la vitesse et celui de la température.

4 - MÉTHODES DE MESURE INSTANTANÉE DES CONCENTRATIONS ET DE LA MASSE VOLUMIQUE

Les techniques de diagnostic portant sur la mesure des concentrations ont été considérablement développées ces dernières années, quoique prometteuses, il faut cependant distinguer dans ces méthodes, et ce n'est pas toujours évident à la lecture des rapports, celles qui donnent des concentrations moyennes et détectent des espèces minoritaires comme les radicaux (OH), celles qui conduisent à la mesure des concentrations instantanées et qui intéressent donc directement les écoulements turbulents ainsi que celles, toujours instantanées, mais qui ne distinguent pas la nature des molécules mais sont plutôt sensibles aux nombres de molécules par unité de volume, c'est-à-dire aux fluctuations de la masse volumique. Toutes ces méthodes sont optiques et utilisent des techniques lasers.

Nous distinguerons dans ce rapport trois méthodes qui commencent à donner quelques résultats intéressants :

- la méthode de la diffusion Raman spontanée ;
- la méthode utilisant la fluorescence ;
- la méthode de diffusion Raman antistokes cohérente (DRAS) ou (CARS) coherent antistokes Raman scattering que nous allons brièvement décrire en donnant les performances actuelles, cette dernière déterminant surtout la masse volumique.

4.1 - Méthode de la diffusion Raman spontanée (DRS) [11]

Lorsqu'un faisceau lumineux traverse un gaz, une faible fraction du flux incident est diffusé avec un changement de fréquence dans 4π steradians. C'est la Diffusion Raman Spontanée dans laquelle les photons incidents échangent de l'énergie par valeurs discrètes avec le système moléculaire. Le spectre du flux diffusé se compose de raies dont les positions sont représentatives des divers niveaux énergétiques du système moléculaire. Généralement on s'intéresse aux molécules diatomiques et aux transitions de vibration-rotation. Ce type de diffusion est bien adapté à l'analyse des mélanges de gaz car les spectres de DRS vibrationnelle n'interfèrent que rarement. Examinons le cas d'états vibration-rotation de la molécule caractérisée par les nombres quantiques v et J , un processus DRS fait passer de l'état (v, J) à l'état $(v+1, J+1)$, la différence de fréquence entre le flux exciteur et le flux diffusé étant représentative de cette transition. La diffusion Stokes correspond, pour la molécule, à un gain d'énergie et celle Anti-Stokes à une perte. Soient N le nombre de molécules par unité de volume, T_v et T_R les températures de vibration et de rotation, P_I la puissance incidente, $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_S$ et $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{AS}$ les sections efficaces différentielles de diffusion pour la branche Stokes et la branche Anti-Stokes, B_o la constante rotationnelle, Ω l'angle solide de collection, ω_v la fréquence de vibration, la puissance pour une raie Q Stokes est égale à :

$$P_S [(v, J) \rightarrow (v+1, J)] = P_I \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_S \Omega (v+1) \Omega N \frac{e^{-\frac{hv}{kT_v}}}{Q_{ROT}} \frac{e^{-\frac{hv}{kT_R}}}{Q_{VIB}}$$

et pour la branche Q Anti-Stokes :

$$P_{AS} [(v+1, J) \rightarrow (v, J)] = P_I \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{AS} \Omega (v+1) \Omega N \frac{e^{-\frac{(v+1)hv}{kT_v}}}{Q_{VIB}} \frac{e^{-\frac{J(J+1)B_o}{T_R}}}{Q_{ROT}}$$

avec :

$$Q_{VIB} = \sum_v e^{-\frac{hv}{kT_v}} = \left[1 - e^{-\frac{hv}{kT_v}} \right]^{-1}$$

et :

$$Q_{ROT} = \sum_J (2J+1) e^{-\frac{J(J+1)B_o}{T_R}} \simeq \frac{B_o}{T_R}$$

Pour réaliser la DRS on utilise un montage représenté par le schéma de la figure 16 comprenant une source excitatrice et à $\pi/2$ l'analyse par un spectromètre de la lumière diffusée.

D'après les relations précédentes donnant P_S et P_{AS} on remarque que le spectre de DRS évolue en fonction de N , de T_R et de T_v mais on peut supposer l'équilibre thermodynamique réalisé et supposé $T_R = T_v = T$. En faisant le rapport d'intensité de deux raies on obtient la température, on peut, par exemple, en prenant $V = 1$ faire le rapport du flux Stokes émis dans la branche Q fondamentale (due aux molécules initialement dans l'état vibrationnel fondamental) au flux Stokes émis par la branche Q due aux molécules qui sont initialement dans un état vibrationnel excité donné, ce qui correspond à la relation :

$$\frac{\sum_I P_S [(0, J) \rightarrow (1, J)]}{\sum_J P_S [(1, J) \rightarrow (2J)]} \propto \frac{1}{2} e^{\frac{hv}{kT}}$$

On peut également effectuer le rapport du flux intégré sur l'ensemble de la branche Q Stokes à celui intégré sur l'ensemble de la branche intégrée Anti-Stokes, ce rapport correspond à la relation :

$$\frac{\sum_{v, J} P_S [(v, J) \rightarrow (v+1, J)]}{\sum_{v, J} P_{AS} [(v+1, J) \rightarrow (v, J)]} \propto e^{\frac{hv}{kT}}$$

La sélection spectrale peut être réalisée dans les deux cas par filtres interférentiels.

La température étant connue, l'intensité, intégrée dans une bande spectrale de largeur et de position quelconques, est proportionnelle à la concentration dans le gaz de la molécule choisie. Suivant que la température est inférieure ou supérieure à 1500 K on prendra soit la structure rotationnelle, soit la structure vibrationnelle. Donc l'intensité intégrée I dans une bande de largeur spectrale $\Delta\lambda$ est égale à :

$$I = \alpha N F(\Delta\lambda, T)$$

En prenant une longueur $\ell = 1 \text{ mm}$, $\Omega = 0,66 \text{ steradian}$, pour l'azote $N = 2 \cdot 10^9 \text{ molécules/cm}^3$ et $(d\sigma/d\Omega)_S = 5,4 \cdot 10^3$ (raie d'excitation 4880 Å) on collecte $7 \cdot 10^{-13}$, soit $2 \cdot 10^6$ photons pour un joule incident. Mais avec une optique de collection à 10%, un détecteur de 10%, on détecte $2 \cdot 10^4$ photoélectrons avec une erreur relative d'environ 1%.

Les performances escomptées sont difficiles à atteindre par suite des flux parasites : luminosité du milieu, fluorescence, rayonnement des particules...

La source excitatrice peut être continue ou pulsée, malheureusement il n'est pas possible d'obtenir les fluctuations avec une source à excitation continue (mesure longue pour collecter suffisamment de photons) mais avec une excitation par laser pulsé il est possible d'étudier les fluctuations de température et de concentration.

Un tel montage est représenté sur la figure 17. Trois conditions doivent être réalisées :

- la durée de l'impulsion laser doit être courte devant les temps caractéristiques de la turbulence,
- l'énergie doit être suffisante pour permettre une mesure précise,
- les mesures nécessaires à la détermination de N et de T doivent être effectuées simultanément.

Actuellement avec un laser à rubis relaxé de 30 Joules et pour une impulsion laser de $700 \mu\text{s}$, le temps de mesure est de l'ordre de $10 \mu\text{s}$, la précision de la mesure sur la concentration de N_2 mesurée dans des conditions normales par la mesure de la raie Stokes est de l'ordre de 2% et de 4% à 1500 K. Le volume de mesure correspond à un cylindre de 1 mm de diamètre et $\ell = 1 \text{ mm}$ pour la longueur.

L'extension possible de cette méthode consiste à réaliser des impulsions plus longues de 10 à 20 ms avec des temps de mesure de $10 \mu\text{s}$, mais cette extension se fait au détriment de la précision.

4.2 - Méthode utilisant la fluorescence [12] [13]

Cette méthode est analogue à la DRS mais au lieu de considérer la fluorescence comme un effet parasite qui vient perturber la mesure en DRS, on la considère au contraire comme le phénomène principal et elle sert de traceur pour les autres molécules entrant dans les produits de combustion. Taran, Péalat et Bailly[11] ont montré que cette technique était valable pour déterminer la température et la concentration de certaines molécules donnant le phénomène de fluorescence. La technique expérimentale est voisine de la DRS. Le spectrographe peut être remplacé par un filtre qui élimine la composante Rayleigh et Mie. Le photomultiplicateur collecte alors toute la fluorescence ainsi que les raies Raman individuelles mais dont la contribution au signal total est négligeable. Il faut cependant que les gaz contiennent des molécules fluorescentes, ceci a lieu dans les zones de pyrolyse des hydrocarbures en particulier dans les flammes air-kérosène et dans le domaine de température compris entre 600 et 1000 K, au-delà de 1000 K ce phénomène de fluorescence disparaît car les molécules fluorescentes sont détruites. L'avantage en faveur de la fluorescence provient de son signal important, ce qui facilite les mesures, faut-il encore pouvoir interpréter ces mesures, car les fluctuations de concentration peuvent être dues à plusieurs causes qui interviennent dans le bilan de l'espèce : d'abord un effet physique dû au transfert de masse par diffusion moléculaire et turbulent et ensuite un effet chimique de production et de destruction difficile à évaluer en milieu turbulent. Quoiqu'il en soit les performances de cette méthode sont actuellement, avec un laser à Argon ionisé de 10 W continu, de $50 \mu\text{s}$ en ce qui concerne le temps de réponse, c'est-à-dire que l'on peut mesurer en continu des fréquences allant de 100 Hz à 20 kHz, la résolution spatiale correspond à un cylindre de 1 mm de diamètre et 1 cm de longueur. Cette méthode ne marche qu'entre 600 et 1000 K et le gaz doit contenir des hydrocarbures qui se pyrolysent à cette température. Il existe dans la littérature de nombreuses publications sur l'utilisation du phénomène de fluorescence, en particulier sur la mesure des concentrations de radicaux tels que CN, CH, OH utilisant des lasers pour provoquer une fluorescence saturée, l'étude se faisant par analyse de l'émission ou de l'absorption, mais ces méthodes ne sont pas instantanées ; Bonczyk et Shirley [16] prétendent que leur méthode est instantanée mais ils n'ont publié aucun résultat en ce sens. La littérature est abondante mais ne répond pas aux problèmes posés par l'étude de la turbulence.

4.3 - Méthode de diffusion Raman anti-Stokes cohérente (DRASC) [14] [15]

Il semble que l'utilisation de la DRS est délicate pour ne pas dire impossible dans le cas de flammes instables chargées de particules brûlées ou imbrûlées qui ont dans le champ une trop grande luminosité ; c'est pourquoi la diffusion Raman anti-Stokes cohérente (DRASC) prend de l'importance en particulier le rejet de la lumière parasite est beaucoup plus facile qu'en DRS.

Le principe est le suivant. On observe un signal DRAS lorsque deux ondes planes et colinéaires de fréquence ω_p et ω_s sont envoyées sur des molécules ayant des vibrations actives ω_v telles que $\omega_v = \omega_p - \omega_s$. Une onde à la fréquence anti-Stokes $\omega_a = 2\omega_p - \omega_s$ est diffusée dans la direction des ondes excitatrices et son intensité est proportionnelle au carré de la concentration des molécules diffusantes. Lorsqu'on balaie la fréquence ω_s par rapport à ω_p le signal anti-Stokes émis présente donc une augmentation résonante chaque fois que $\Delta\omega = \omega_p - \omega_s$ est égal à la fréquence d'une transition Raman du milieu. Le faisceau diffusé est lui-même cohérent et présente toutes les caractéristiques d'un faisceau laser : grande intensité, petit angle solide, et dans la même direction que les ondes excitatrices, ceci rend l'élimination de la lumière parasite beaucoup plus aisée qu'en DRS. La fluorescence est éliminée d'autant plus facilement que le signal se trouve émis du côté anti-Stokes de la fréquence excitatrice ω_p alors que la fluorescence est émise du côté Stokes.

La puissance anti-Stokes collectée P_a est proportionnelle au carré d'une susceptibilité χ du milieu qui traduit la réponse des molécules à l'excitation cohérente ; χ est la somme de deux contributions χ_R et χ_{NR} : χ_R est la partie résonante et représente la contribution des vibrations actives en Raman et de fréquence ω_v proches de $\omega_p - \omega_s$; pour la transition Raman $(v, J) \rightarrow (v', J')$

$$\chi_R \propto [N(v, J) - N(v', J')]$$

donc proportionnelle au nombre de molécules par unité de volume de l'espèce moléculaire qui possède la transition Raman analysée ; χ_{NR} représente la très faible contribution des autres mouvements de vibration ainsi que de la non linéarité de distorsion du nuage électronique des molécules, c'est un paramètre proportionnel au nombre de molécules par unité de volume de toutes les espèces moléculaires présentes au voisinage de la mesure. En faisant varier $\omega_p - \omega_s$ au voisinage des fréquences de vibration on obtient un spectre représentatif de la variation $|\chi|^2$ avec $\omega_p - \omega_s$. Un exemple de montage expérimental est donné sur la figure 18, on distingue les deux lasers de fréquence fixe ω_p et de fréquence variable ω_s . Mais il existe des difficultés expérimentales inhérentes à la nature non linéaire de la DRASC :

- L'interaction n'est efficace au point de mesure que s'il y a superposition spatiale et temporelle des deux faisceaux excitateurs, ce qui demande un alignement soigné de ces deux faisceaux.
- Une spectroscopie Raman à haute résolution exige une grande stabilité en fréquence des deux lasers.
- Des monochromateurs de grand pouvoir de réjection deviennent nécessaires pour isoler le rayonnement anti-Stokes à détecter des rayonnements excitateurs.
- La puissance anti-Stokes variant rapidement avec les puissances des deux lasers il faut affranchir la mesure de leurs fluctuations en puissance.

Des mesures de grandeurs instantanées sont possibles avec la technique DRASC mais pour l'instant on obtient une mesure des fluctuations de la masse volumique avec les performances suivantes : durée de la mesure 10 ns à la cadence de 10 Hz avec une précision dans la mesure de la masse volumique ρ de 3% ; on obtient ainsi pour la mesure de ρ la valeur moyenne et l'écart type.

Toutes ces techniques progresseront si les techniques des lasers progressent également [16] [17].

4.4 - Visualisation et diagnostic de l'écoulement par des techniques de diffusion, émission et absorption

Etude globale du rayonnement diffusé [18]

Des méthodes globales ont été utilisées pour déterminer les variations de la masse volumique à partir de la lumière diffusée ; un tel montage est donné sur la figure 19 : un faisceau laser est placé dans ce cas perpendiculairement à un jet turbulent qui se mélange avec l'air ambiant. La lumière diffusée est analysée par un photomultiplicateur que l'on repère par un angle Θ , l'origine de l'angle étant le faisceau laser. De cette lumière diffusée par le mélange turbulent on en déduit la loi angulaire de l'intensité (indicatrice de diffusion) et on analyse le spectre de la lumière diffusée, spectre au sens propre du terme ainsi que les spectres des fluctuations. Les fluctuations de masse volumique résultent ainsi de trois fluctuations (pression, température et concentration)

$$\rho' = f(\rho', T', C_j')$$

Cette méthode globale paraît intéressante mais l'interprétation reste délicate comme en témoigne les travaux de Lelièvre et Picard.

Pour reconstituer l'effet tridimensionnel du phénomène, R. Goulard [19] a proposé une technique générale en émission et absorption pour effectuer des mesures dans un espace tridimensionnel. Il s'agit d'une méthode à balayage multiangulaire telle que celle représentée sur la figure 20 où le profil en fonction d'une variable spatiale peut être déduit de la variation de l'angle φ et de l'angle θ . Ce champ de recherche peut encore être amélioré en rendant la mesure instantanée.

Ce dernier aspect conduit vers une solution du problème qui consiste à obtenir les variations d'un paramètre dans l'espace et dans le temps.

4.5 - Visualisation de la variation de ρ par des méthodes photographiques

Nous avons indiqué au début de ce rapport l'importance que revêt la connaissance des structures et l'intérêt que l'on attache à la topologie des écoulements turbulents. Les méthodes utilisées actuellement pour mieux décrire les structures posent des problèmes difficiles à résoudre car les informations enregistrées doivent être convenablement interceptées. Les techniques photographiques ou cinématographiques sont :

- l'utilisation de traceurs (solides ou fluides),
- la stroboscopie,
- l'ombroscopie,
- l'holographie.

La stroboscopie et la méthode des ombres donnent les fluctuations de masse volumique de la turbulence, mais elles intègrent ces fluctuations sur tout le trajet du rayon lumineux. Les techniques du traceur et l'holographie sont intéressantes car elles identifient la position de la particule fluide mais elles sont d'interprétation complexe lorsque l'on désire identifier la structure de la turbulence. La méthode holographique contient les informations nécessaires, mais la tridimensionalité stochastique du procédé rend l'interprétation de ces informations difficiles. Nous décrirons une méthode qui nous paraît intéressante pour l'étude de l'écoulement turbulent, elle consiste à utiliser pour la visualisation, la luminescence de substances organiques comme la 2-3 Butanedione [20]. Elle permet ainsi d'introduire un gaz phosphorescent pour visualiser l'écoulement. On peut de cette manière étudier les processus de diffusion de la turbulence ainsi que les phénomènes de mélange turbulent.

Cette technique consiste donc à détecter le transfert, par voie optique, de l'énergie d'une molécule à une autre par collisions. Ces collisions coïncident avec le mélange des espèces à l'échelle moléculaire.

La molécule est excitée par un rayonnement ayant une certaine distribution spectrale, la lumière incidente est absorbée et réémise sous forme de fluorescence pour un état singulet excité et sous forme de phosphorescence si l'émission provient d'un triplet excité. Sur le plan pratique ceci se traduit par un mécanisme représenté sur la figure 21 : la lumière incidente est composée de plusieurs longueurs d'onde ; elle est filtrée pour n'émettre que dans le bleu, le rayonnement est absorbé par la butanédione excité et la molécule émet dans le vert, c'est la phosphorescence, dans le bleu c'est de la fluorescence qui s'ajoute au bleu de la lumière incidente. On peut par la suite enregistrer sur une plaque sensible le rayonnement vert de la phosphorescence qui est très intense.

Les avantages de cette technique sont les suivants :

- Il est possible de distinguer le mélange dû aux remous créés par la turbulence du mélange dû à la diffusion moléculaire.
- On peut faire une mesure directe de concentration du traceur.
- On peut isoler une partie de l'écoulement et l'analyser.
- On possède également une vue d'ensemble des phénomènes.
- On enregistre la structure du mélange figée à un instant donné.

Il existe cependant des inconvénients à cette technique, en particulier elle n'est valable qu'à basse température car il faut trouver des substances pour lesquelles l'émission de phosphorescence ou de fluorescence demeure valable dans la gamme des températures étudiées :

- Si l'on désire obtenir des photographies instantanées la vitesse ne peut être trop rapide et de ce fait on mesure difficilement le champ des vitesses.
- L'examen est bidimensionnel et le phénomène est tridimensionnel.
- L'analyse qualitative des films est relativement facile mais très difficile lorsqu'on veut obtenir des résultats quantitatifs.

5 - MESURE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION

La mesure dans un écoulement d'une pression moyenne d'arrêt ou statique est encore du domaine du possible, mais mesurer avec précision une pression fluctuante dans un écoulement reste encore du domaine du futur.

D'un point de vue théorique la pression apparaît tout d'abord dans l'équation d'état, de la forme, pour un milieu à composition variable :

$$\Delta p = \rho R T \sum_j \frac{y_j}{m_j}$$

y_j étant la fraction massique de l'espèce j .

Elle apparaît également dans l'équation du mouvement et dans l'équation du bilan d'énergie. Les problèmes de fermeture font apparaître des termes de corrélation avec la pression et il est souvent très difficile d'apprécier l'importance de ces termes qui sont de la forme :

$$\frac{\partial}{\partial x_\beta} \bar{p}' v_\alpha' \text{ et } \bar{p}' \frac{\partial v_\alpha'}{\partial x_\beta}$$

qui apparaissent dans le bilan d'énergie cinétique de turbulence. Il faut comparer par exemple le terme $\bar{p}' \frac{\partial v_\alpha'}{\partial x_\alpha}$ aux termes $\frac{1}{\bar{p}} \frac{\partial}{\partial t} (\frac{\bar{p}'^2}{2})$, $\frac{1}{\bar{p}} \bar{v}_\alpha \frac{\partial}{\partial x_\beta} \bar{v}_\beta^2$, $\frac{1}{\bar{p}} \bar{v}_\alpha' \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_\beta}$, $\frac{1}{\bar{p}} \bar{v}_\alpha' \frac{\partial \bar{v}_\beta}{\partial x_\beta}$, $\frac{1}{\bar{p}} \bar{v}_\beta \frac{\partial \bar{v}_\alpha}{\partial x_\beta}$; $\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{1}{\bar{p}} [\bar{p}' \bar{\Phi}' - \bar{p}' \frac{\partial q_\beta}{\partial x_\beta}]$ et $\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{1}{\bar{p}} \sum_j q_{f,j} (\bar{p}' \dot{w}_j - \bar{p}' \frac{\partial \dot{d}_{ij}}{\partial x_\beta})$

où $\bar{\Phi}'$ représente les fluctuations de l'énergie de dissipation, \dot{w}_j les fluctuations du flux massique de diffusion dans la direction β , \dot{d}_{ij} les fluctuations du taux massique de production chimique $\dot{q}_{f,j}$, $q_{f,j}$ la chaleur de formation de l'espèce j , q_β les fluctuations du flux de chaleur dans la direction β .

Sur le plan théorique et sur le plan de la modélisation des phénomènes turbulents, la mesure des fluctuations de pression revêt donc une très grande importance.

Il n'existe actuellement que des méthodes de mesure par sonde et des mesures indirectes.

Mesure par sondes

On dispose bien de sondes de pression de petites dimensions (de l'ordre du mm de diamètre) de temps de réponse de 10 kHz mais qui perturbent l'écoulement, c'est loin d'être l'idéal pour faire une mesure de pression correcte dans un écoulement turbulent. Elles sont en général couplées à des mesures de vitesse instantanées et des corrélations du type $(\bar{p}' \frac{\partial v_\alpha}{\partial x_\beta})$ ont été obtenues. Ceci a lieu dans des écoulements isothermes car ces sondes sont encore très sensibles aux gradients de température. Les acousticiens utilisent de telles sondes pour analyser le champ acoustique du bruit engendré par les écoulements.

Méthodes indirectes

Elles sont de deux sortes :

- a) Les fluctuations de pression locales déterminées à partir des mesures de pressions instantanées à la paroi, une analyse théorique plus ou moins complexe permet de passer des mesures des fluctuations à la paroi aux valeurs de la pression locale instantanée.
- b) Des mesures de masse volumique et de température en un même point d'où l'on déduit les fluctuations de pression en ce point.

Comme on peut s'en rendre compte les mesures de pression dans les écoulements turbulents sont encore très imprécises. C'est un problème difficile qui est loin d'avoir reçu des solutions satisfaisantes.

6 - CONCLUSION SUR LA MESURE DES SCALAIRES EN ECOULEMENT TURBULENT

Ce rapport comprend cinq parties :

- a) La première partie est consacrée aux objectifs de ce groupe de travail qui ont largement évolué au cours du temps. On est parti d'une idée assez vague du Professeur A. Ferri qui portait sur les mesures des fluctuations de pression et sur l'interprétation de ces mesures dans un écoulement de gaz chaud et dans les flammes.

Ce thème se rapportant à un problème très compliqué n'a pas reçu l'approbation de tous les membres du groupe de travail, on a donc changé d'objectif et défini un nouveau thème relatif à la mesure des scalaires dans un écoulement turbulent chaud ou dans un écoulement en combustion et portant sur la mesure des températures, des concentrations ou de la masse volumique et de la pression.

- b) La deuxième partie détaille comment, à partie de ces mesures, il sera possible de mieux connaître la structure turbulente des zones de mélange et des flammes et de discerner en particulier la cohérence de ces structures.

On montre l'intérêt qu'il y a à utiliser des techniques photographiques capables de visualiser ces structures et le rôle que peut jouer dans la description de l'écoulement les spectres de turbulence obtenus à partir des mesures fluctuantes de températures et de concentrations puisqu'il n'est pas, pour l'instant, possible d'exploiter les mesures des fluctuations de pression. Ces résultats sont importants puisqu'ils seront à la base de tout progrès dans la modélisation des écoulements turbulents et des flammes turbulentes suivant qu'il s'agit de flammes pré-mélangées ou de diffusion, de flammes ouvertes ou confinées.

- c) La troisième partie est consacrée à la mesure instantanée de la température. Deux techniques sont décrites : les méthodes optiques et les méthodes par sondes. Nous avons insisté sur les difficultés d'interprétation des méthodes optiques car elles intègrent les phénomènes sur une portion du faisceau, ces interprétations se font avec de nombreuses hypothèses. Les méthodes par sonde nécessitent la connaissance de données permettant d'évaluer à partir de la mesure par sonde, les fluctuations réelles de la température du gaz. Ces méthodes sont intéressantes si elles sont couplées avec des sondes de mesure de la vitesse.

- d) La quatrième partie traite des mesures instantanées des concentrations. Ces techniques utilisant les performances des lasers sont en pleine évolution. Trois méthodes sont plus particulièrement décrites : la diffusion Raman spontanée (DRS), les méthodes utilisant le phénomène perturbateur de la fluorescence et la méthode de diffusion Raman anti-Stokes cohérente (DRASC). De très nombreux travaux ont montré que ces trois méthodes sont intéressantes pour déterminer la concentration moyenne, mais peu de ces méthodes sont adaptées à la mesure instantanée de la concentration. Seule la DRS donne dans la version impulsionale les concentrations instantanées et la fluorescence, mais dans un domaine de température étroit, la DRASC pour l'instant ne détermine que les fluctuations de masse volumique. Dans ce même paragraphe nous avons discuté des méthodes globales de diffusion et des techniques appropriées pour traiter le problème tridimensionnel. Nous avions prévu initialement un paragraphe sur le couplage de ces scalaires avec la mesure de la vitesse instantanée, nous l'avons supprimé car celui-ci est discuté dans chaque partie et nous avons inclus les techniques de visualisations qui reposent en fait sur des mesures de masse volumique. Nous avons donné quelques indications sur la technique des gaz traceurs phosphorescents et sur les avantages et les inconvénients de cette technique.

- e) La cinquième partie est consacrée à la mesure instantanée de la pression. Cette mesure est très difficile "in situ". Il faut passer, pour l'atteindre, à une modélisation a priori de la zone de mesure.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] V.A. SOUIOUCHEV, V.F. SOKOLENKO
Structure des flammes de diffusion.
Physique de la combustion et de l'explosion, 1977, n° 3, pp. 348 à 354.
- [2] H. FIEDLER, D. KORSCHELT, P. MENSING
On transport mechanism and structure of scalar field in a heated plane shear layer.
Hermann-Föttinger - Institute Technische Universität Berlin.
- [3] A.J. YULE, N.A. CHIGIER, D. THOMPSON
Coherent structures in combustion.
Symposium on Turbulent Shear Flow. April 18-20 1977 - The Pennsylvania State University.
- [4] A. ROSHKO
Progress and problem in understanding turbulent shear flows.
A Project Squid Workshop, pp. 295-311.
Turbulent mixing in non reactive and reactive flows.
- [5] A.J. YULE
Large scale structure in mixing layer of a round jet.
Journal of Fluid Mechanics, 1978.
- [6] M. CHARPENEL
Mesures instantanées par pyrométrie infrarouge de températures de gaz de combustion.
Application à la turbulence thermique.
Journal de Physique Appliquée.
- [7] M.S. UBEROI, L.S.G. KOVASNAY
On mapping and measurement of random fields.
Quaterlu of Applied Mathematics, vol. X, n° 1, pp. 375 (1953).
- [8] M.J. FISHER, F.R. KRAUSE
The crossed beam correlation technique.
J. Fluid Mech. (1967) vol. 28, part 4, pp. 705-717.
- [9] A.J. YULE, D.S. TAYLOR, N.A. CHIGIER
One line digital compensation and processing of thermocouple signals for temperature
measurement in turbulent flames.
AIAA 16th Aerospace Sciences Meeting - 16-18 janvier 1978, Hunstville, Alabama, Paper 78-80.
- [10] H. FIEDLER, P. MENSING
Kompensation des temperaturs in flussen.
Z. Flugwiss Weltraumforschung 1 (1977), Hoft 2.
- [11] M. PEALAT, R. BAILLY, J.P. TARAN
Real time study of turbulence in flames by Raman scattering.
Optics Communications vol. 22, n° 1 (1977), pp. 91-94.
- [12] M. PEALAT
Raman spectroscopy in flames and reactive media.
- [13] R. BAILLY, M. PEALAT, J.P. TARAN
Raman investigation of a subsonic jet.
Optics, vol. 17, n° 1 (avril 1976), pp. 68-73.
- [14] S. DRUET
Technique Raman.
Mesures - Régulation - Automatisme, octobre 1978, pp. 71-79.
- [15] S. DRUET, R. BAILLY, M. PEALAT, J.P. TARAN
Techniques Raman d'étude des écoulements et des flammes.
AGARD Conf. Proceeding n° 193.
Non intrusive instrumentation in fluid flow research.
- [16] P.A. BONCZYK, J.A. SHIRLEY
Measurement of CH on CN concentration in flames by laser-induced saturated fluorescence.
UTRC East Hartford Connecticut 06108.
- [17] S. LEDERMAN
Temperature, concentration, velocity and turbulence measurements in jets and flames.
Project Squid Technical report PIB 34 PU.
- [18] J.C. LELIEVRE, J. PICARD
Application de la diffusion de la lumière à l'étude des écoulements gazeux.
Document AP 0678-1, Paris VI, UER 49.
- [19] R. GOULARD
Emission and absorption techniques in 3 dimensional diagnostics.
Central States Section Meeting the Combustion Institute, Lafayette, Indiana, 3-4 April 1978.
- [20] S.C. BATES
Luminescent visualisation of molecular and turbulent transport in a plane shear layer.
GTL report n° 134, june 1977.
- [21] Activités ONERA 1978 (p. 94)
Mesure de température dans un écoulement turbulent en combustion.

TURBULENT TRANSPORT PHENOMENA

by Marcel BARRERE

Working group 09 report

*Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA)
92320 Châtillon (France)*

1 - INTRODUCTION

This PEP Working Group has been initiated by Professor A. Ferri and we would like, to put into situation the activity of this Group, to recall Prof. Ferri's comments on this problem of transport phenomena in a turbulent medium :

"The relation between transport properties and unsteadiness of the flows is not understood ; the progress performed is not sufficient - usually the new approaches complicate the analysis without improving capability. Several approaches have been suggested in substitution for predicting flow properties of the Prandtl type eddy viscosity :

a) Use of average fluctuation quantities and transport properties related to kinetic energy. No rational is available for the relation. Several independent relations have been suggested. In addition, the relation does not take into account the importance of large eddies with respect to small size eddies which is very important and is the basis of the Prandtl eddy viscosity model.

b) Use of time-dependent properties. (Intermittency). Such an approach is more physical ; however, the methods to determine transport properties from the gross physical properties of the flow are not yet available. It is known that several parameters affect the transport properties : the scale intensity and distribution of the turbulence at the initial station ; the generation of turbulence due to shear and energy changes ; the decay of turbulence, and the change of frequency and scale of the turbulence ; the generation of noise due to turbulence that produce pressure fluctuations and diffuses by a wave mechanism and is a source of intermittency.

Little quantitative information presently exists on such parameters and no information exists on turbulence in three-dimensional flow. The panel recommends that a substantial effort be organized to develop better knowledge on such quantites. The shortcomings in physical knowledge make the results of numerical methods inaccurate and often their usefulness and capability are dangerously overstated. The problem is still more complex for two phase flow."

So the Working Group's purpose was to improve our understanding of the flow structure, with a view to arrive at a prediction of transport phenomena in a turbulent flow. We brought to light the conclusion that to reach this stage of understanding it was very important to possess better analytical and measuring tools and that, in particular, we place in priority the measurement of scalar parameters and of their spatio-temporal fluctuations. We already have at our disposal safer techniques for measuring fluctuations of the velocity vector, mainly laser techniques.

This Working Group selected four scalar parameters : concentration, temperature, pressure and density, which seem the most significant. Prof. Ferri's wish had been to emphasize pressure fluctuation measurements, but as it appears that this parameter is difficult to measure and that there does not exist, for the moment, any direct means for measuring it, the Working Group preferred to extend this suggestion to the measurement of scalars in general. These measurements, of a more general nature, should allow a better understanding of turbulent flows with or without chemical reactions and in a medium whose density ρ might fluctuate (compressible or incompressible flow).

The knowledge of physical and chemical phenomena in a turbulent medium has direct applications on methods of quantitative calculation of flows in combustors and chemical reactors ; it is the case in particular of the combustion chambers of main and reheat combustors, of ramjet combustors, of liquid and solid propellant rocket combustors, of chemical laser chambers, of reactions in the wake of turbojets and rockets, of plain or tubular reactors encountered in chemical engineering, of the evolution of the atmospheric and stratosphere composition.

Before dealing with the contents of this report, we would like to emphasize two difficulties that imposed the orientation chosen :

a - Chemical reactions take place if reacting species are mixing at a very small scale : turbulence intervenes only by the way in which it brings the species close to each other, and may have a beneficial effect if it brings rapidly hot burnt gases into contact with premixed fresh gases ; this effect is double, and concerns both the temperature and the concentration parameters. We thus understand why, in this cases, turbulence increases the chemical production rate. But this mixing effect by turbulence may, in some cases, reduce the production rate ; it is the situation of a diffusion flame for which oxidizer and fuel are injected separately into the combustor ; the turbulence structure may then be such that some oxidizer and fuel molecules do not meet, which limits the chemical production rate. We may thus understand by which mechanism turbulence modifies the chemical reaction rate, but we understand less well how the chemical reaction, by the energy it provides locally through very rapid increase of volume and temperature

(decrease of density), can modify turbulence ; that is why temperature and concentrations measurements in time and space are necessary.

b - However, there remains that the problem of measuring pressure and its fluctuations in turbulent flow is still without a solution. Mean pressure measurements in such a flow are often uncertain, as it is necessary to avoid, eliminate or calibrate the probe sensitivity to pressure fluctuations as well as its parasitic sensitivity to pressure fluctuation direction and intensity ; in particular we should determine in which conditions the flow around the probe may be considered as quasi steady. Usually we assume that a calibration performed in steady flow can be used. Verifications in different experimental conditions should give an idea of the accuracy of the pressure fluctuation measurement p' ; in particular, these checking experiments should include measurement of p' behind a grid generating an isotropic turbulence ; measurements of p' can be deduced from velocity's correlations. This measure of pressure fluctuations meets, as will be seen later, with many difficulties.

After these preliminary remarks, the report comprises four parts :

- i - a general introduction concerning the turbulent flow structure ;
- ii - temperature measurements, mainly methods that seem best adapted to turbulence studies ;
- iii - concentration measurements, with particular emphasis on new laser techniques ; density measurements and visualization processes ;
- iv - lastly pressure measurements.

We mention in the conclusion the orientations that could be given on the scientific view point, and the recommendations to be proposed to PEP.

2 - TURBULENT FLOW STRUCTURE

To better model turbulent flows we must be capable, from vectorial and scalar measurements, to better describe and analyze them. The first difficulty arises from the fact that there is not one turbulent flow but a great variety of flows that may comprise coherent structures and random structures. One of the first tasks of the analysis is to bring to light these coherent structures, and a major part of the measuring activity concerns this research.

To emphasize the kind of solutions that can be offered by diagnostic methods, we shall take a few examples underscoring first the difficulties pertaining to the measurement of vectorial or scalar parameters :

- the measurement is made at a fixed point, and it is often difficult to follow tracers placed within the flow ;
- the measurement, if made by an optical process, integrates over the whole beam path ; but if we introduce a probe, this may perturb the flow ;
- it is also mandatory that the measuring system as a whole allows a sufficiently short measuring time in order to follow the least fluctuation ;
- it is often difficult to place at the same point several measuring devices so as to precisely reconstitute the flow structure in both time and space, as there is not enough information available.

So we find ourselves faced with a complex scalar and vectorial field, resulting from the superposition and interaction of elementary fields.

Let us consider for instance, and this will be the first example, the structure of a diffusion flame, made by a jet of cold oxidizer (air) and a parallel jet of fuel (hydrogen) concentric with the former. By means of optical, or hot wire, methods, we intend to study :

- a) the spatial distribution field of the oxidizer flow velocity :

$$\bar{\Phi}_u = \bar{u}(x, y, z, t_0) + u'(x, y, z, t)$$

comprising two parts : a mean value \bar{u} and a fluctuating value u' ;

- b) the density field, which fluctuates because of the turbulence of the two mixing flows, oxidizing gas on the one hand, injected fuel gas on the other, the latter provoking a density variation :

$$\bar{\Phi}_\rho = \bar{\rho}_c(x, y, z, t_0) + \rho'_c(x, y, z, t)$$

- c) the space-dependent density field due to the mixing of combustion products with fresh oxidizer and fuel species :

$$\bar{\Phi}_p^T = \bar{\rho}_T(x, y, z, t_0) + \rho'_T(x, y, z, t)$$

- d) lastly, the space-dependent density field due to chemical reactions of combustion, which liberate energy :

$$\bar{\Phi}_p^f = \bar{\rho}_f(x, y, z, t_0) + \rho'_f(x, y, z, t)$$

These elementary fields can be studied separately, and their structure can be described in detail from the correlation functions and energy spectra, expressed as a function of wave number [1].

These functions can express the mechanism of transport and dissipation if we consider the superposition and interaction of these elementary fields. One operating procedure consists in studying separately the structure of each elementary field and after the complex structure of the resulting field. It is important first to know the field Φ_u , as the concentration and temperature scalar quantities are transported by the turbulence due to velocity fluctuations. In this particular case, the analysis shows that turbulence is isotropic and follows the Kolmogorof law of viscous dissipation.

The field Φ_p^c of cold mixing of the hydrogen jet in an air flow can be studied thanks to an important result provided by the analysis of energy spectra, such as those represented on figure 1, as well as the field Φ_p^f in the combustion zone. We note in particular, in this figure, the difference of spectra with and without combustion. Let us remark first that the small structures corresponding to large values of the wave number k have slopes different from those of Kolmogorof : -3 instead of $-5/3$; the slope for viscous dissipation is steeper for scalars than that corresponding to velocity.

The field due to chemical reaction Φ_p^f has a structure very different from that of the other fields (Φ_u , Φ^T , Φ^c). The spectrum presents a maximum around 1 mm for K^{-1} . This may indicate cells functioning as micro-combustors, and an increased stability of chemical reaction zones of this size. Thus, this concept excludes a mechanism of combustion along a flame front. The analysis of turbulent energy budget, defined as the integral relative to all the frequencies of the energy spectrum, provides a complement of information on the exchange mechanism in flames. The law of energy distribution in the flame according to wave number and the decrease of total energy may result from the decrease of the weight of the Fourier coefficients for the lowest frequencies ($K < 0.3 \text{ mm}^{-1}$), and it is the Fourier coefficients situated around $K = 0.9 \text{ mm}^{-1}$ that have the greatest weight.

Figure 2 (réf. 1) also shows that the cold hydrogen-air mixing ($E^c(K)$) and the fresh gas - burnt gas mixing have identical spectra, as well as the global spectrum $E^{c+T}(K)$, with two slopes : one corresponding to $K^{-1.5}$ for large structures and one corresponding to K^{-3} for small structure, showing an identical mechanism for the hydrogen - air mixing and the fresh gas - burntgas mixing.

We think that results of this type are very useful for studying flow structure, mixing processes and combustion processes.

The second example we chose, that shows particular interest of these scalar measurements, concerns the study of transport mechanisms and of the scalar field structure in the case of the boundary layer of the mixing between a jet of hot air and the surrounding medium at rest, a study carried out by Fiedler at the Berlin University [2]. An analysis of the velocity and temperatures field makes it possible to evaluate the equation of temperature fluctuations (T'^2) in the flow field, by making apparent the terms of convection, production, diffusion and dissipation, as shown on figure 3 which gives, as a function of the ratio $\eta = \frac{y}{x-x_0}$ (x in the flow direction, y perpendicular), the values of the process that brings a gain or a loss : the values of the production is the most important component and posses two maximums, convection of the mixing layer where diffusion reaches a maximum, dissipation is not measured and is obtained by difference. This study makes it possible to appreciate the distribution, the terms $v'T'$ and $u'T'$ corresponding to lateral and longitudinal diffusivity and $v'T'^2$.

The mixing process has also been analyzed by perturbing the flow with periodic waves issued from a loudspeaker placed at the nozzle trailing edge. The author's conclusion is :

- Here exists a strong influence of external perturbations of small amplitude on the flow structure, especially on the scalar structure, expressed by the formation of cells of coherent structure ;
- in the case of unperturbed flow, coherent structures seem to be rather unimportant ;
- regions with negative production are present in the case of excited flow ;
- the diffusion gradient model is not applicable ;
- the excitation not only disciplines the large vortices but also influences the structure of internal turbulence.

This work illustrates well what can be deduced from the study of a scalar field coupled with that of a velocity field with a view to modelling the flow structure and deducing the transport processes.

The third example we chose concerns the observation of coherent structures in combustion by photographic techniques, which in fact reveal the density field. In this respect, a very interesting work has been carried out by Yule, Chigier and Thompson [3]. In many cases, the role of coherent structures is more easily obtained in combustion zones in view of the luminous character of flames ; it is in particular a simple way for visualizing fuel-oxidizer mixing. Turbulent diffusion flames present a great structural variety, and in most cases there appear vortex rings similar to those observed in non-reactive mixings ; the flame confinement may change this structure, and the length of the vortex ring zone is greater with combustion than without. We note a coalescence of these rings in both situations, with and without combustion. These rings also appear in the combustion of jets of pulverized fuel, and the existence of these coherent eddies depends on the distribution of the oxidizer-fuel mixing. Figure 4 gives the schematics of an eddy vortex appearing in a diffusion flame and separating fuel from oxidizer ; it may represent the cross-section of a vortex ring or, in a narrow two-dimensional system, a vortex line, or again the cross-section of a helical vortex. These vortices are similar and roll up as those observed in a wake ; but they are not alternative, but symmetrical [4]. This schematization corresponds to a vortex that has not encountered others, as such an encounter provokes instabilities [5]. The zone separating fuel from air has the shape of a double spiral surrounding a vortex core. A flame takes place at the boundary of this double spiral separating fuel from air, and the vortex core contains some fuel and entrained air, and may constitute a zone of volume combustion with variable equivalence ratio functioning as a recirculation zone, and the flame at the boundary between the two zones can be considered as a laminar diffusion flame.

This structure can be rather well described if we know the evolution of equivalence ratio while this pocket expands with the increase of residence time within the vortex. In the situation of figure 4, a flame surrounds completely the vortex. These vortices can meet other vortices, unite to form more complex structures with a three-dimensional character, or form a new structure after coalescence of several vortices.

Another type of coherent structure observed in a flame is made of large three-dimensional elongated vortices, whose structure is shown on figure 5 which describes an incomplete circumferential coherence around the flame, and also the existence of a distribution of irregular vortices, with the presence of smaller vortices with cells of oxidizer, fuel and burnt products. Fuel and air are swallowed by this vortex, and mix more rapidly than in the previous situation. This structure is observed in many different flames.

These three examples have been chosen with a view to show what can be deduced from the analysis of scalar field. Pressure fluctuations have been neglected, as the measurement of this parameter is much more difficult than that of others.

To decide what is coherent and what is not, to understand transport mechanism, to recognize the modifications brought to the turbulent zone structure by combustion, to discover the action of pressure waves on the organization of various phenomena and particularly on combustion, to understand dissipation phenomena, in short bring forth information for modeling turbulence, such the results can be expected from diagnostic methods in general, and from methods for measuring scalar parameters in particular.

3 - TEMPERATURE MEASURING METHODS

There exist a number of methods for measuring temperature in a turbulent flow with or without combustion, and these can be divided into two major classes, optical methods and probing methods ; we shall describe one method of each class so as to bring to light the advantages and drawbacks of each.

3.1 - Optical methods

These methods present the interest of not perturbing the flow, which is a great advantage in case of turbulent flow, but they integrate the phenomena over part of the beam length. We can however partly remedy this drawback by introducing locally into the gas some tracers which have the same temperature, and also local velocity, as the gas itself. The technique we shall describe is that of line reversal, but in the infrared range which makes measurements possible from 600 K upwards.

3.1.1 - Instantaneous measurement of combustion gas temperature and of thermal turbulence by infrared pyrometry [6]

A - Principle of the measurement

The optical diagram of the device permitting the discrimination of signals issued from the source and the flame is presented on figure 6. The image of the source S is formed in the plane C by the lens L_1 . The lens L_2 forms another image in the flame plane. The optical system L_3 , which carries the aperture diaphragm, conjugates the above image planes on the field diaphragm d. The lens L_4 ensures the transport of the monochromatic image, isolated by the monochromator M, on the prismatic mirror P, which divides it into two almost equal parts. Thanks to lenses L_5 , half of the energy reaches the receiver R_1 , the other half the receiver R_2 . A knife placed in plane C can be displaced so as to divide the image exactly at the prismatic mirror. So one of the receivers, e.g. R_2 , does not receive any energy from the source, while the signal delivered by R_1 is unchanged.

In the absence of a flame and before shutting off by the knife, the detectors R_1 and R_2 deliver signals y_{10} and y_{20} , respectively proportional to the monochromatic energy luminance from the source $L(\lambda, T_{ls})$.

$$y_{10} = K_1 L(\lambda, T_{ls}) \quad \text{and} \quad y_{20} = K_2 L(\lambda, T_{ls})$$

where T_{ls} is the temperature luminance of the source at wavelength λ . We can also bring about its emissivity $\epsilon_s(\lambda)$ by writing :

$$y_{10} = K_1 \epsilon_s(\lambda) L(\lambda, T_s) \quad , \quad y_{20} = K_2 \epsilon_s(\lambda) L(\lambda, T_s)$$

where T_s is then its true temperature. In view of the differences between detector sensitivities and geometric extend of incident beams, the proportionality coefficients K_1 and K_2 are not identical, but it is always possible to make them equal by acting in the amplifying stages.

In the presence of the flame and with the knife in place, R_2 gives a signal y_2 due to the flame alone, while R_1 gives a signal y_1 due to the flame and the source

$$y_1 = K_1 L(\lambda, T_{ls}) e^{-\int_{-l}^{+l} \alpha(\lambda, x) dx} + K_1 \int_{-l}^{+l} \alpha(\lambda, x) L[\lambda, T_f(x)] e^{-\int_{-l}^{+l} \alpha(\lambda, x) dx} dx$$

$$y_2 = K_2 \int_{-l}^{+l} \alpha(\lambda, x) L[\lambda, T_f(x)] e^{-\int_{-l}^{+l} \alpha(\lambda, x) dx} dx$$

$\alpha(\lambda, \infty)$ is the local coefficient of monochromatic emission, equal to the absorption coefficient according to the Kirchhoff law, and $L(\lambda, T_f(\infty))$ is the monochromatic luminance of the black body at the flame local temperature $T_f(\infty)$.

In this formulation we assume the flame homogeneous within a cross-section of the beam or, which is equivalent, the beam infinitely narrow. The first term of Y_1 corresponds to the transmission through the flame of the energy issued from the source according to the Beer law, an exact law in the strictly monochromatic case. The second term corresponds to the flame emission within a thickness slice $d\alpha$ and to its absorption by the following slices from ∞ to λ , 2λ being the flame thickness. Only this second term appears in the Y_2 signal. If the flame is homogeneous as regards temperature, integration is simple, as

$L(\lambda, T_f)$ comes out of the integral and the homogeneity of relation :

$$Y_1 = K_1 L(\lambda, T_{ls}) (1 - \epsilon) + K_1 L(\lambda, T_f) \cdot \epsilon$$

$$Y_2 = K_2 L(\lambda, T_f) \epsilon$$

$$-\int_{-\infty}^{\lambda} \alpha(\lambda, x) dx$$

where ϵ is the emission factor, defined by : $\epsilon(\lambda) = 1 - e^{-\int_{-\infty}^{\lambda} \alpha(\lambda, x) dx}$

We shall remark that ϵ depends on the flame thickness. Knowing the source monochromatic luminance $L(\lambda, T_{ls})$ makes it then possible to calculate at any time, by resolution of this two-equation system, the unknown $L(\lambda, T_f)$ and $\epsilon(\lambda)$.

To perform this resolution, in the case where $K_1 = K_2 = K$, we set :

$$Y_3 = Y_{10} + Y_2 - Y_1$$

we obtain :

$$Y_3 = K \epsilon L(\lambda, T_{ls})$$

and we deduce :

$$\frac{L(\lambda, T_f)}{L(\lambda, T_{ls})} = \frac{Y_2}{Y_3} \quad , \quad \epsilon(\lambda) = \frac{Y_3}{Y_{10}}$$

The Planck law for wavelength λ then makes it possible to go back to the flame temperature T_f . The response time is only limited by those of the receivers and of the signal recorders.

An error calculation shows that the measuring precision is all the higher as :

- we work closer to the reversal point, defined by the equality of the flame and source temperatures,
- the flame emission factor ϵ is closer to unity.

We must emphasize once more that the measurement has only a clear meaning if the flame temperature is uniform over the whole gas volume crossed by the optical beams, and that this measurement concerns the whole volume. Usually the flame presents a temperature profile, with a maximum on the jet axis. In this case, the measurement yields either a temperature close to the maximum temperature if the emission factor is small, or a temperature close to that on the jet edge if the emission factor is close to unity. In fact, when we are interested more particularly with the jet centre temperature, we show that there exists an optimum for the emission factor, an optimum which is very well brought to light by the spectrographic study of an emission-absorption line which presents two maximums, symmetrical about the line centre.

In case of a transparent flame, the addition of foreign atoms (e.g. sodium) emitting on well defined lines is necessary in order to make it monochromatically luminous : the gas temperature heterogeneity has then no more influence on the measurement result if we took care in injecting the sodium salt locally. But we have to make sure that it has reached its thermal equilibrium.

Obviously the method assumes thermodynamic equilibrium. If it is not the case, the Kirchhoff law must be modified as follows : the spectral energy luminance L_λ of any gas is equal to the product of its absorption factor ϵ_λ by the spectral energy luminance L_λ^{eq} of the black body, defined by the Boltzmann law written for the populations N_1 and N_2 responsible for the emission and absorption of the line of wavelength λ :

$$\exp \frac{c_2}{\lambda T} = \frac{g_2}{g_1} \frac{N_2}{N_1} ,$$

where g_1 and g_2 are the respective statistic weights of levels 1 and 2 of the emitting atom or molecule. Thus, we perform a measurement of population temperature. In the normal case where there exist partial equilibria corresponding to electronic, vibration and rotation transitions, the measurement provides the equilibrium temperature characteristic of the type of transition used. If, for instance, we work on one of the lines of the sodium doublet, we shall measure an electronic temperature.

Lastly, the method assumes that the emission and absorption phenomena take over all diffusion phenomena, which are recorded as a signal loss. In particular it is possible to work on particles in suspension within the gas (bright flames) on condition their size is very small besides the wavelength used.

B - Transposition of the method to the infrared range

The instrument is made of two parts, an emitter and a receiver, whose optical alignment should be as perfect as possible. This instrument uses the own absorption and emission of the flame, essentially due to

water vapor and carbon dioxide. The spectral interval is then no more limited by a monochromator, but by an interferential filter which integrates over the fine structure of a vibration-rotation band. We thus make a systematic error, the monochromatic calculation being no longer strictly valid. We shall show that this approximation is usually sufficient. The temperature homogeneity of the flame being assumed, the integration of the relations giving Y_2 and Y_3 on the spectral interval $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ gives :

$$Y_2 = K \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L(\lambda, T_f) \varepsilon(\lambda) d\lambda$$

$$Y_3 = K \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_s(\lambda) L(\lambda, T_s) \varepsilon(\lambda) d\lambda$$

The variations of the gas emissivity $\varepsilon(\lambda)$ with wavelength are usually very large ; on the other hand, the black body luminance for the temperature T_f and T_s , and the source emissivity ε_s can be considered as constant so that they can be taken out of the integrals if the spectral interval is narrow enough. In these conditions, the resolution of the system can be performed as in the monochromatic case :

$$\frac{Y_2}{Y_3} = \frac{L(\lambda_m, T_f)}{\varepsilon_s(\lambda_m) L(\lambda_m, T_s)} , \quad \frac{Y_3}{Y_{10}} = \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon(\lambda) d\lambda = \bar{\varepsilon}$$

where λ_m is the mean wavelength of the $\Delta\lambda$ interval. The emissivity obtained this way is obviously a mean value $\bar{\varepsilon}$, and it will be important only if the spectral line density is high enough.

In order to estimate the importance of the systematic error due to this integration, we consider the case where the variation of the black body luminance over $\Delta\lambda$ is linear :

$$L(\lambda, T) = L(\lambda_m, T) + \frac{\partial L}{\partial \lambda}(\lambda_m, T)(\lambda - \lambda_m)$$

We then calculate :

$$\frac{Y_2}{Y_3} \sim \frac{L_f}{\varepsilon_s L_s} \left[1 + \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\varepsilon(\lambda)(\lambda - \lambda_m)}{\bar{\varepsilon}} \left(\frac{\frac{\partial L_f}{\partial \lambda}}{L_f} - \frac{\frac{\partial L_s}{\partial \lambda}}{L_s} \right) d\lambda \right]$$

As $\varepsilon(\lambda)$ is a function bounded by 1, the corrective term has the absolute maximum value

$$\frac{1}{\bar{\varepsilon}} \left[\frac{\frac{\partial L_f}{\partial \lambda}}{L_f} - \frac{\frac{\partial L_s}{\partial \lambda}}{L_s} \right] \cdot \frac{\Delta\lambda}{4}$$

or, using the Planck law :

$$\frac{1}{4\bar{\varepsilon}} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot \frac{C_2}{\lambda} \left[\frac{1}{T_f} \cdot \frac{1}{(1 - \exp -\frac{C_2}{\lambda T_f})} - \frac{1}{T_s} \cdot \frac{1}{(1 - \exp -\frac{C_2}{\lambda T_s})} \right]$$

The error will be negligible if the spectral interval is narrow enough and if the mean emissivity of the flame is not too low. It will be almost zero if the true temperature of the source is equal to that of the flame.

The preliminary spectrometric study of combustion flames shows that the emissivity, very weak otherwise, is very strong at the 4.5 m wavelength on the hot emission bands of carbon dioxide. That is what we can see on the spectrum obtained on a stirred reactor (fig. 7), the thickness of the gas crossed being a few centimetres. At this wavelength we use an interferential filter of 4% relative width. In these conditions, the systematic error on the luminance $L(\lambda_m, T_f)$ is lower than 1%.

The response time of the detector-preamplifier unit is of the order of one microsecond, but it does not work on a continuous signal and it is necessary to periodically interrupt the incident flux to reset the zero. We use the rotation of a cog wheel occulting the image obtained on plane d (fig. 6) at a frequency of 2500 Hz. The two field diaphragms limiting beams 1 and 2 are made of the detectors sensitive surfaces, the aperture diaphragm being common to both beams. This separation of the two fields diaphragms presents the advantage of allowing, by only the axial displacement of the beam splitter, the disjunction of the two images, which makes it easier to occult one of them with the knife.

The photograph of figure 8 shows the instrument on an optical bench with, on the foreground, the analogue computer which calculates on-line the flame luminance and emission factor. A particular difficulty in this calculation arises from the 2500 Hz modulation. The signals are chopped at this frequency, with a slight outphasing between the two detectors, so that the calculation result is only valid during short time intervals of 80 μs , separated by about 300 μs . So we operate by sampling, and the broad-band logic processing unit developed for the instrument retains only the correct measurements and displays zero for the others. However, modulation is unnecessary for transient phenomena lasting less than a few hundred microseconds.

C - Temperature fluctuation measurement

i - Uncoupling of temperature and emissivity fluctuations

We have seen that the measurement has a clear meaning only if the flame temperature is uniform over the whole gas volume crossed by the optical beams. This seems to preclude the possibility of performing thermal turbulence measurements when all the characteristics of the medium (concentration, temperature) vary at all points and at all times in a random fashion. We shall show that it is possible to characterize turbulence in case it is statistically homogeneous and when the emissivity fluctuations are of low amplitude besides their mean value.

To prove this, let us take again the formula giving the energy received by a detector from a source after absorption by the flame and from the flame itself, this for a very narrow monochromatic optical beam :

$$Y = L_s e^{-\int_{-l}^{\infty} \alpha dx} + \int_{-l}^l L_f e^{-\int_x^l \alpha' dx} dx$$

If we separate mean and fluctuating values :

$$\alpha = \bar{\alpha} + \alpha'(x, t) \quad , \quad L_f = \bar{L}_f + L'_f(x, t)$$

only the functions α' and L'_f depend on x and t as the medium is assumed statistically homogeneous.

We deduce the same separation for the mission factor, with :

$$\bar{\varepsilon} = 1 - e^{-\int_{-l}^{\infty} \bar{\alpha} dx} \quad , \quad \varepsilon'(t) = e^{-\int_{-l}^l \alpha' dx}$$

and fluctuating part of the signal, $Y'(t)$ writes :

$$Y'(t) = \varepsilon'(\bar{L}_f - L_s) + \int_{-l}^l (\bar{\alpha} + \alpha') L'_f e^{-\int_x^l (\bar{\alpha} + \alpha') dx} dx$$

We remark that if the source luminance is equal to the flame mean luminance, the emissivity fluctuations disappear at the first order. If these fluctuations are of low amplitude, it is possible to neglect α' compared with $\bar{\alpha}$, and there only remain the fluctuations related to temperature :

$$Y'(t) = \bar{\alpha} \int_{-l}^l L'_f e^{-\bar{\alpha}(2l-x)} dx$$

The interpretation of this integral will be made still easier if we arrange it so that the absorption coefficient be small ; we are then able to neglect $\bar{\alpha}(2l-x)$ besides unity :

$$Y'(t) = \bar{\alpha} \int_{-l}^l L'_f dx$$

To this end, we place ourselves on the 2.5 μm emission band for which the emission factor is very small, as shown by the spectrum obtained on a stirred combustor of Longwell type (fig.7).

Lastly, if the temperature fluctuations are of sufficiently low amplitude it is possible to linearize the luminance law $L(\lambda, T)$ around the mean temperature \bar{T}_f , and thus to obtain the integral of temperature fluctuations over the optical path :

$$Y'(t) \approx 2\bar{\alpha} l \frac{\partial L}{\partial T}(\lambda, \bar{T}_f) \cdot \frac{1}{2l} \int_{-l}^{+l} T'_f(x, t) dx$$

with $2\bar{\alpha} = \bar{\varepsilon}$, the mean emission factor.

In case the medium is not homogeneous, i.e. when α and L_f are not independent of x , the fluctuation uncoupling at the first order is no more total, but the emissivity fluctuations are much attenuated. The term relative to these fluctuations writes :

$$\int_{-l}^l \alpha'(x, t) (\bar{L}_f(x) - L_s) dx$$

as is much lower than that we would have had without a source ($b_s = 0$). Anyway, even when the medium is homogeneous the quality of the coupling is a function of the adjustment of the source temperature to the flame mean temperature, the latter having to be determined experimentally or by a preliminary calculation.

ii - Effects of fluctuation integration

If the uncoupling is perfect, the pyrometric signal is proportional to the integral, along the optical path, of the luminance or temperature fluctuations. What are the effects of this integration, and in particular which relation is there between the signal variance (or standard deviation) and that of the measured parameter ? We show that they are proportional using a formalism due to Uberoi and Kovasznay [7], when the integration length is large compared with the integral scale. The proportionality ratio is found to be equal to the ratio of twice the turbulence integral scale Δ to the integration length $2l$, i.e. that if Ω' represents the measured fluctuations and T' the local fluctuations, their variances Ω'^2 and \bar{T}'^2 are related in the following way :

$$\Omega'^2 = \bar{T}'^2 \cdot 2 \frac{\Delta}{2l}$$

This relation can be interpreted as follows : if we divide the optical path into n intervals of length 2Δ : $n = 2l/2\Delta$, we can consider that Ω' is the average of n independent values T'_i attached to each of these intervals :

$$\bar{\Omega} = \frac{1}{n} (T'_1 + T'_2 + \dots + T'_n)$$

The variance of this sum is then equal to the sum of the variances and, as then are variable with zero average, we find again the above relation.

3.1.2 - Determination of the turbulence integral scale

To obtain the local variance \bar{T}'^2 of the measured parameter, it is necessary to know the integral scale Λ . To this end we may use either the spectral analysis or the orthogonal beam method developed for the first time by Fisher and Krause [8], but which presents the disadvantage of requiring the implementation of two measuring units.

a) Spectra analysis

By spectral analysis we mean that of the spectrum obtained from the measured signal. Such a spectrum corresponds, by Fourier transform, to the temporal correlation function. But the integral scale calculation can only be performed from the spatial correlation function. The passage from one to the other is only possible if we admit the Taylor assumption. This assumption consists in supposing that, for high convection velocities, turbulence is frozen. There is then proportionality between the two variables, time and a spatial coordinate parallel to velocity. The chance of phasing in time then corresponds to a translation of this coordinate. The spectrum that we obtain this way is the so-called "one-dimensional" spectrum, which is the Fourier transform of the correlation between two points gradually separated from each other, defining a vector maintained parallel to a given direction, here that of velocity. But there again the measured spectrum is modified by the integration effect. In case the integration length is great besides Λ , we demonstrate the following relation between the integrated spectrum Γ_1 and the local spectrum E_1 :

$$E_1(K_3) = \frac{1}{\pi} \int_{K_3}^{\infty} \frac{K \Gamma_1(K)}{\sqrt{K^2 - K_3^2}} dK$$

Classically we calculate the integral scale from the value at origin of the one-dimensional spectrum :

$$E_1(0) = \frac{2\Lambda}{T'} \bar{T}'^2$$

The calculation of $E_1(0)$ from the spectrum Γ_1 allows writing :

$$E_1(0) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \Gamma_1(K) dK = \frac{1}{\pi} \bar{\Omega}'^2$$

and we find again the relation linking the variances :

$$\bar{\Omega}'^2 = \bar{T}'^2 \frac{2\Lambda}{\pi}$$

Thus spectral analysis, even with the Taylor assumption, does not yield a complementary relation for calculating integral scale and local variance. Reciprocally, the local spectrum can only be determined but for a factor. Let us remark in passing the effect of integration on the spectrum : if E_1 can be represented by a law in K^{-n} , Γ_1 is then in $K^{-(n+1)}$. The integration effect results in a faster decrease over the whole spectrum

b) Orthogonal beams

This technique consists in measuring the correlation level between two optical measurements on two orthogonal paths gradually set apart from each other, as shown on figure 9. Points A and B limit the shortest distance d of the two straight lines. If we divide the two optical paths into intervals of length 2Λ (taking A and B as median points of one of these intervals), each of the measurements Ω'_1 and Ω'_2 , is the average of the independent parameters attached to each element making up one of the optical paths. We understand that only the two intervals including points A or B will bring a notable contribution to correlation between Ω'_1 and Ω'_2 , as the distance between all points of the other intervals will be greater than the integral scale Λ . In fact, Fischer and Krause [8] admit that the correlation function $\beta(d)$ that we obtain by discrete values by gradually increasing d is proportional to the correlation function $R(d)$ between points A and B. It then suffices to normalize $\beta(d)$ by the crossed beam correlation $\beta(0)$ to obtain $R(d)$, then, by integration, the integral scale. The Fischer-Krause interpretation is not actually correct, as it assumes as negligible any correlation between points close to A and B such as C and D. That is why the theoretical study of this technique has been started again, still using the Uberoi - Kovasznay formalism, valid for a homogeneous medium. This calculation, for two infinitely thin beams of length $2\lambda_1$ and $2\lambda_2$ along axes 1 and 2 respectively, leads to the following integral relation

$$\beta(d) = \frac{2\pi}{h\lambda_1\lambda_2} \int_d^{\infty} R(\zeta) \zeta d\zeta .$$

In particular the crossed beam correlation, for $d = 0$, is given by :

$$\beta(0) = \frac{2\pi}{h\lambda_1\lambda_2} \bar{T}'^2 \hat{\Lambda}^2$$

where $\hat{\Lambda}$ is an integral scale different from that used up to now, and defined by :

$$\hat{\Lambda}^2 = \frac{1}{\bar{T}'^2} \int_0^{\infty} R(\zeta) \zeta d\zeta$$

The normalization of $\beta(d)$ by $\beta(0)$ allows one to define the dimensionless function $\gamma(d)$:

$$\gamma(d) = \frac{\beta(d)}{\beta(0)} = \frac{1}{\bar{T}'^2 \hat{\Lambda}^2} \int_d^{\infty} R(\zeta) \zeta d\zeta$$

whose inversion gives :

$$R(\zeta) = -2\bar{T}'^2 \hat{\Lambda} \left[\frac{\partial \gamma(d)}{\partial d} \right]_{d=\zeta}$$

We see that it is necessary, to obtain R , to trace η as a function of parameter d^2 instead of d , and to take its derivative. The value of this derivative at the origin permits one to calculate $\widehat{\Lambda}$:

$$\left[\frac{\partial \eta(d^2)}{\partial (d^2)} \right]_{d=0} = - \frac{1}{2\widehat{\Lambda}^2}$$

Lastly, the integration over d of this derived function yields a relation between Λ and $\widehat{\Lambda}$, thus the value of Λ :

$$\Lambda = \frac{1}{T'^2} \int_0^\infty R(\zeta) d\zeta = - 2\widehat{\Lambda}^2 \int_0^\infty \frac{\partial \eta(d^2)}{\partial (d^2)} d\zeta.$$

Thus, the orthogonal beam method actually yields the integral scale; better still, it yields the two-point correlation function, but it has the disadvantage of being long (measurements have to be made point) and not very precise (function R obtained by derivation of function η); so we look for, and now propose, a simpler measurement derived from the former: it consists in measuring the crossed beam normalized correlation.

e) Crossed beam normalized correlation

It is always difficult to perform absolute measurements, and this still holds for correlations. What is given by numerical processing is the correlation normalized by the r.m.s. values of the \overline{R}'_1 and \overline{R}'_2 measurements; and we already gave an expression of these r.m.s. values:

$$(\overline{R}'_1)^{1/2} = (\overline{T}'^2 \frac{\Lambda}{\lambda_1})^{1/2} \quad \text{and} \quad (\overline{R}'_2)^{1/2} = (\overline{T}'^2 \frac{\Lambda}{\lambda_2})^{1/2}$$

The crossed beam correlation, given by:

$$\beta(0) = \frac{2\pi}{4\lambda_1\lambda_2} \overline{T}'^2 \widehat{\Lambda}^2$$

becomes, after normalization:

$$\rho(0) = \frac{\beta(0)}{\sqrt{\overline{R}'_1^2 \overline{R}'_2^2}} = \frac{\pi}{\sqrt{4\lambda_1\lambda_2}} \cdot \frac{\widehat{\Lambda}^2}{\Lambda}$$

To go further, we assume that the two integral scales Λ and $\widehat{\Lambda}$ are close to each other; it is the case when we admit an exponential law for the correlation function R : we then have strictly $\widehat{\Lambda} = \Lambda$. For a Gaussian, we find:

$$\widehat{\Lambda} = \sqrt{\frac{4}{2\pi}} \quad \Lambda \approx 0.8 \Lambda$$

These are two extreme cases corresponding to a turbulence Reynolds number either very great (case of exponential) or very small (case of Gaussian) [9]. We shall admit that, for intermediary Reynolds numbers, this quasi equality still holds. In these conditions, the crossed beam normalized correlation, joined to the knowledge of integration lengths $2\lambda_1$ and $2\lambda_2$, permits the calculation of the integral scale:

$$\Lambda = \frac{\rho(0)}{\pi} \sqrt{4\lambda_1\lambda_2}$$

It should be remarked that the orthogonal beam method did not involve integration lengths. The two methods are thus independent. In both cases the correlations are all the weaker, the more difficult to measure, as these lengths are greater compared with regard to the integral scale.

3.1.3 - Influence of beam width

Up to now we assumed the beams to be infinitely thin, which is not physically realistic. As regards uncoupling of temperature and emissivity fluctuations, a finite width does not restrict its equality as, within the framework of geometric approximation, an optical beam is a superposition of rays. On the other hand, variance and correlation calculations can be affected, as we then add a complementary integration over the beam crosswise dimensions.

The importance of this effect has been evaluated in the case of parallelepiped beams, of cross section $4e_2 e_3$ for that along axis 1 and $4e_1 e_3$ for that along axis 2.

We obtain:

$$\beta(d) = \frac{2\pi}{4\lambda_1\lambda_2} \int_0^\infty R(\zeta) \zeta d\zeta \left[1 - \frac{e_3^2 R(d)}{3\widehat{\Lambda}^2 T'^2} \right]$$

and

$$\overline{R}'_1^2 = \overline{R}'_2^2 = 2\overline{T}'^2 \Lambda \left[1 - \frac{(e_1^2 e_3^2 + e_2^2 e_3^2)}{6\Lambda} \cdot \frac{1}{\widehat{\Lambda}^2} \right]$$

where $\widetilde{\Lambda}$ is the third integral scale, defined by:

$$\frac{1}{\widetilde{\Lambda}} = - \frac{1}{\overline{T}'^2} \int_0^\infty \frac{1}{\zeta} \frac{\partial R}{\partial \zeta} d\zeta.$$

In case $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon$, we deduce the crossed beam normalized correlation :

$$\rho(0) = \frac{\beta(0)}{\bar{s}_1^2 \bar{s}_2^2} \approx \frac{\pi \bar{\lambda}^2}{\lambda \sqrt{h l_1 l_2}} \left[1 + \frac{\epsilon^2}{3} \left(\frac{h}{\lambda \bar{\lambda}} - \frac{1}{\bar{\lambda}^2} \right) \right].$$

If we assume that $\bar{\lambda}$ is of the same order of magnitude as λ and $\bar{\lambda}$, the corrective terms are of order $(\epsilon/\lambda)^2$. This means that the beam width must be small besides the integral scale, as could be expected.

For 2-mm-wide beams and an integral scale of about 1 cm, the measuring precision is still 1%.

3.14 - Application of the method to the study of thermal turbulence

The temperature fluctuation measuring technique and the orthogonal beam and crossed beam methods have been applied on the jet at the exhaust of a combustor for dilution studies, in spite of the disadvantage of an heterogeneity of mean temperature in this set-up. We processed in two stages : first, measurement of temperature fluctuations integrated on simultaneous emission and absorption, then determination of the integral scale. The reason is that if we assume that the turbulence characteristics are independent of the measured parameter (as long as it is a scalar), the technique of orthogonal or crossed beams can also be used in emission, which presents the advantage of simplifying the instrumentation and its implementation by doing away with the emitters of the two necessary devices. This also yields a considerable increase of the signal/noise ratio, as it is no more necessary to be monochromatic.

a) Measurement of integrated temperature fluctuations

The temperature fluctuation measurement has been made after that of the mean temperature by adjusting the source temperature ; it is then necessary to replace beforehand the 4.5 μm interference filter by a 2.5 μm filter, for which the emission factor is lower than 5%. The principle of the measurement does not require then any more than a single measuring channel, and the channel, interrupted by the knife edge, can be used for the determination of the mean emission factor ; the temperature peaks being able to go up to 100 K above the mean temperature. The r.m.s. value of the fluctuations integrated over the optical path is equal to :

$$\sqrt{\bar{s}^2} = 25 \text{ K}$$

b) Orthogonal beam technique

So we use two pyrometers that integrate the jet infrared emission over the whole spectral range up to 4.25 μm . One of them, maintained fixed, is placed vertically on top of the test section ; the other is horizontal, and can be translated axially thanks to a remotely controlled trolley.

Figure 10 represents the spatio-temporal correlation curves obtained from these two measurements. Each curve corresponds to a relative position of the two beams, τ being the parameter of temporal correlation, and d the shortest distance between the two beams. This distance d is modified by 10-mm-steps, apart from the neighbourhood of intersection where the pitch is reduced to 2 mm. In order not to clutter the figure, the corresponding curves were not traced. Apart from a slight attenuation, the curves can be deduced from one another by translation. This can be explained if we admit the Taylor assumption ; actually, if we have on a diagram the abscissa τ_{\max} relative to the maximums of the correlation curves as a function of distance, we obtain a straight line and the velocity defined by the slope of the line (84 m/s) is close to the expected jet velocity.

The points with zero temporal outphasing ($\tau = 0$) permit the tracing of the curve $\rho(d)$, which presents a maximum for $d = 0$ (fig. 11). According to Fischer and Krause [8], if we normalize this function by the value $\rho(0)$ corresponding to the maximum, we obtain the correlation function $R(d)$ between points A and B. Its integration allows one to calculate an integral scale ; we find 2.5 cm. In fact, the Fischer-Krause interpretation is not correct, as it supposes negligible the correlations between points close to A and B, and we saw that it is necessary, to obtain $R(d)$, to trace the correlation as a function of parameter d^2 instead of d , and to take its derivative. Around the origin, this derivation is delicate ; to perform it, we represent the function by a Lagrange expansion of the 7th degree. Far from the origin, the derivative is determined graphically. Thus, we obtain the curve of figure 12 which represents, but for a constant, the required correlation function. We see that it is much narrower than $\rho(d)$. The value at the origin makes it possible to calculate the integral scale $\bar{\lambda}$, and integration over d yields the integral scale λ ; we find them very close to each other : $\bar{\lambda} = 0.74 \text{ cm}$ and $\lambda = 0.72 \text{ cm}$, which is a new justification of the approximation that consists in assuming them equal.

It should however be noted that these measurements are only approximate. In particular, the calculation by integration is arbitrarily interrupted at the first zero of the correlation curve ; we suppose that the contribution of the rest of the curve, alternately positive and negative, is negligible.

c) Crossed beam correlation

Another method to find λ is to use the crossed beam normalized correlation, given by :

$$\rho(0) = \frac{\pi}{\sqrt{h l_1 l_2}} \quad \lambda = 0.74$$

This determination involves the integration lengths l_1 and l_2 . In the present case : $l_1 = 5 \text{ cm}$ and $l_2 = 30 \text{ cm}$, we deduce an integral length : $\lambda = 0.94 \text{ cm}$, greater than the previous determination ; but we should note that, because of the existence of a profile of mean temperature, the jet height does not coincide with the width of the emission zone, and leads to an overestimation of integral scale. To equalize the two determinations we should have : $l_1 = 3 \text{ cm}$. The order of magnitude of these measurements is three to four times smaller than that according to the Fischer-Krause interpretation.

d) Fluctuation of local temperature

Knowing the integral scale, it is now possible to determine the r.m.s. value of the local temperature fluctuations, using the relation :

$$(\bar{Q}_1)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{2\lambda}{\rho \ell_1} \bar{T}'^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

To perform this calculation, we retain for the integral scale the mean value between 0.94 cm and 0.72 cm, i.e. 0.83 cm. The multiplying factor is then equal to 1.74 and the fluctuation amplitude passes from 25 K to 43 K. The thermal turbulence intensity is about 7%.

e) Spectrum

In principle, we can obtain the spectrum from the Fourier transform of the correlation function. But this correlation function has been obtained point by point and its definition is insufficient, especially for the points near the origin which provide the high frequency range of the spectrum. That is why we were satisfied with the direct spectral analysis of the measurements, the spectra obtained being then modified by integration effect. The two spectra corresponding for example to the crossed beam measurement, traced in semi-logarithmic coordinates up to 10 KHz have a non-classical shape, almost exponential, with a characteristic frequency of about 1300 Hz.

f) Turbulent premixed flame

This method has been applied to determine the distribution density function in the case of a premixed turbulent flame. Such a flame is represented on figure 13 : a flow of hot burnt gases is parallel to a flow of fresh gases, and a two-dimensional flame develops : abscissa x is in the flow direction, and the temperature fluctuation analysis is carried out at a given abscissa x and at several ordinates y across the flame front. We observe, as shown on figure 13, two distributions for two temperatures, apparently due to cells of fresh and burnt gases [21].

We insisted on temperature measuring techniques by optical methods as they present a number of advantages, but this measurement is not devoid of some difficulties as regards its interpretation.

3.2 - Methods using probes

There exists a large number of methods for measuring temperature fluctuations by thermocouples, resistors or thermistors ; as before we shall describe one, showing the advantages and drawbacks of this technique. It is that developed by Yule, Taylor and Chigier [9], based on the use of thermocouples, for which the most important problem, in the case of turbulent flow, is to calculate the thermocouple response time, as the gas temperature T_g has to be determined from the temperature T_p measured by the thermocouple, and the time constant τ .

$$T_g = T_p + \tau \frac{\partial T_p}{\partial t}$$

The schematic of such a thermocouple is represented on figure 14, which shows how we can design the support to minimize the support perturbation. The junction temperature T_p is related to the gas temperature T_g by considering three mechanisms : the gas-junction transfer, the heat transfer through the wire resulting from a loss by conduction, and the convective and radiative heat transfer from the wire. A study of the energy budget is a good approximation to give an idea of the values of the time constant and of the important parameters.

The arrangement of this thermocouple induces one to account for a difference of time constant for the wire alone and for the bead surrounding the junction. In particular the response time depends much on the size of the bead relative to the thermocouple wire. The thermocouple response is usually calculated or determined experimentally, either by realizing in the gas a temperature step or by modulating at a constant frequency the gas temperature. This operating mode is general for the determination of a time constant : sine modulation, step or pulse technique.

We can create a temperature step or pulse on the thermocouple by producing heat in the wire by a step or pulse of electric current.

As already mentioned, this time constant corresponds in fact to the time constant τ_f of the wire plus that of the bead τ_p , and in its evaluation everything depends on the wire size relative to that of the bead. In the case of a supporting wire of infinite length, the time constant that is involved is τ_f , so that :

$$T_g = T_p + \tau_f \frac{\partial T_p}{\partial t}$$

In the case of a thermocouple of finite length, we use the relation :

$$T_g = T_p + \tau_p \frac{\partial T_p}{\partial t} - A(T_{f\infty} - T_p)$$

where A is an exchange coefficient between the wire temperature at a great distance $T_{f\infty}$ and the bead temperature, and τ_p the bead time constant. The most exact method consists in measuring τ_f by a method of electric pulse heating and, by means of a computer, evaluating τ_p and A , and thus obtaining the corrective elements necessary for calculating the instantaneous temperature of the gas from the temperature T_p measured at the junction.

In the design of this device there are two types of computations :

- a) one, admitting as data the geometric parameters of the thermocouple (wire and bead) and the parameters measured during use ; it then can determine the bead time constant in the best conditions, practically those of the experiment, and the corrective terms due to thermal losses ;
- b) the other which, from the time constant and the measured temperature, yields the gas instantaneous temperature.

The sources of error with this technique arise from several causes :

- a) first, the inaccuracy in the time constant measurement ;
- b) the variability of the knowledge of the geometry of the thermocouples, that vary from one to another and even during the test ;
- c) the uncertainty of the perturbations brought by the thermocouple or the probe to the flow, although this drawback has now been reduced through the use, in flames, of wires with a diameter of less than 5 m ; particle impacts though have to be accounted for ;
- d) the lack of data on heat transfer in transient regime ; this important aspect is practically unknown, whence the limited overall accuracy.

The fact of using two neighbouring thermocouples, one electrically heated by a high frequency current and the other not, eliminates some causes of errors, as the differences of e.m.f. of the two thermocouples could be measured and be used later to determine the compensation to be applied to the unheated thermocouple.

By this probing method we determine, in principle, the temperature fluctuations of one point, and we can thus obtain a Eulerian statistic.

3.3 - Discussions of the temperature fluctuation measuring methods

We insisted on the measurement of this scalar parameter to emphasize the limits of these techniques and the progress that remains to be made.

The temperature measuring methods by optical means are very interesting and relatively easy to implement : we indeed obtain a signal but we have to interpret it, which is not always easy ; we described the line reversal method in infrared, as it seems to be relatively easy, but there exist other methods, based for instance :

i - on the absolute measurement of line intensities,

ii - on the ratio between two line intensities (emission of lines due to metals contained in the flame),

iii - on the ratio of band intensities which one related, in the case of a diatomic molecule, to the internal motion of the molecule ; in Raman spectroscopy, for instance, the measurement of the Raman line intensity of the ratio of intensity of the Stokes and anti-Stokes lines will be examined in the next section, when concentration measurement will be studied.

The short response time methods for measuring temperature with a probe present, as already mentioned, many difficulties. We chose to describe the thermocouple method because it is a point measurement. The resistance variation methods are usually coupled with hot wire techniques, and are used to calculate the compensation term necessary for a correct determination of velocity ; they present the disadvantage of not being point measurements and of integrating the unsteady transfer phenomena over the probe length. These coupled probes are very useful, as they make it possible to determine correlations of the type \bar{T}^2 , $\bar{u'}\bar{T}$, $\bar{v'}\bar{T}$, $\bar{u'}^2$, $\bar{v'}^2$, $\bar{u'}\bar{v'}$, which, in a two-dimensional problem, determine, apart from the correlations of the scalar fluctuations, the diffusion of this scalar in two orthogonal directions corresponding to velocity fluctuations of the components u' and v' . Figure 15 is an example of realization due to H. Fiedler and P. Mensing [10], which relates the velocity effect to that of temperature.

4 - METHODS OF INSTANTANEOUS CONCENTRATION AND DENSITY MEASUREMENT

The diagnostic methods concerning combustion measurements were considerably developed these last few years : though they are promising, we should discriminate among these methods, and this is not always obvious in the reports, those that provide mean concentrations and detect minor constituents such as radicals (OH), those leading to instantaneous concentration measurements, hence of direct interest for turbulent flow studies, and those, still instantaneous, which do not discriminate the nature of the molecules but rather are sensitive to the number of molecules per unit volume, i.e. to density fluctuations. They all are optical methods, and made use of laser techniques.

We shall distinguish in this report three methods that begin to yield some interesting results :

- the spontaneous Raman scattering method,
- the method making use of fluorescence,
- the coherent Anti-Stokes Raman Scattering (CARS) method, which we shall briefly describe and of which we shall give the present performance ; it specially determines density.

4.1 - Spontaneous Raman Scattering methods (SRS) [11]

When a light beam crosses a gas, a small fraction of the incident flux is scattered, at a different frequency, over 4π steradians. It is the spontaneous Raman Scattering, in which the incident photons exchange energy by discrete values with the molecular system. The scattered flux spectrum comprises lines

whose positions are representative of the various energy levels of the molecular system. Usually we are interested with diatomic molecules and with vibration-rotation transitions. This type of scattering is well adapted to the analysis of gas mixtures, as the SRS vibration spectra interfere only rarely. Let us examine the case of vibration-rotation states of the molecule, characterized by the quantum numbers v and J ; an SRS process entails the passage from a state (v, J) to the state $(v+1, J+1)$, the frequency difference between the exciting flux and the scattered flux being representative of this transition. The Stokes scattering corresponds, for the molecule, to an energy gain, and the anti-Stokes one to a loss. Let N be the number of molecules per unit volume, T_v and T_R the vibration and rotation temperatures, P_i the incident power, $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_S$, $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{AS}$, the differential scattering apparent cross sections for the Stokes and anti-Stokes branches, B_o the rotational constant, Ω the collection solid angle, ω_v the vibration frequency : the power for a Stokes line is

$$P_S [(v, J) \rightarrow (v+1, J)] = P_i \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_S l (v+1) \Omega N e^{-\frac{\nu h \omega_v}{k T_v}} e^{-J(J+1) \frac{B_o}{T_R}}$$

and for the anti-Stokes branch :

$$P_{AS} [(v+1, J) \rightarrow (v, J)] = P_i \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{AS} l (v+1) \Omega N e^{-\frac{(v+1) h \omega_v}{k T_v}} e^{-J(J+1) \frac{B_o}{T_R}}$$

with

$$Q_{VIB} = \sum_v e^{-\frac{\nu h \omega_v}{k T_v}} = \left[1 - e^{-\frac{h \omega_v}{k T_v}} \right]$$

and

$$Q_{ROT} = \sum_J (2J+1) e^{-J(J+1) \frac{B_o}{T_R}} \simeq \frac{B_o}{T_R}$$

To implement SRS, we use an optical device, schematically represented on figure 16, comprising an exciting source and, at a right angle, spectrometer analyzing the scattered light.

From the above relations giving P_S and P_{AS} we remark that the SRS spectrum varies as a function of N , T_R and T_v ; but we can assume that the thermodynamic equilibrium is reached, and write $T_R = T_v = T$. By taking the ratio between the intensities of the two lines, we obtain the temperature; we may, for instance, taking $v = 1$, calculate the ratio between Stokes flux emitted by the fundamental Ω branch (due to the molecules initially in the fundamental vibration state) and the Stokes flux emitted by the branch which are initially in a given excited vibration stage, which corresponds to the relation :

$$\frac{\sum_J P_S [(0, J) \rightarrow (1, J)]}{\sum_J P_S [(1, J) \rightarrow (2, J)]} \propto \frac{1}{2} e^{\frac{h \omega_v}{k T}}$$

We may also calculate the ratio between the flux integrated over the whole Stokes Ω branch and that integrated over the integrated anti-Stokes branch; this ratio corresponds to the relation :

$$\frac{\sum_{v, J} P_S [(v, J) \rightarrow (v+1, J)]}{\sum_{v, J} P_{AS} [(v+1, J) \rightarrow (v, J)]} \propto e^{\frac{h \omega_v}{k T}}$$

Spectral selection can, in both cases, be realized by interference filters.

Temperature being known, the intensity, integrated over a spectral band of arbitrary width and position, is proportional to the concentration in the gas of the molecule chosen. Whether the temperature is under or above 1500 K, we shall take either the rotational or vibrational structure. Thus, the intensity I integrated over a band of spectral width $\Delta \lambda$ is :

$$I = \alpha N F(\Delta \lambda, T)$$

If we take a length $l = 1$ mm, $\Omega = 0.66$ steradian, for nitrogen with $N = 2.19^9$ molecules/cm³, and $(d\sigma/d\Omega) = 5.4 \cdot 10^{-3}$ (excitation line 4880 Å), we collect a proportion of $7 \cdot 10^{-13}$, i.e. $2 \cdot 10^6$ photons per incident joule. For a 10% collecting optics, a 10% detector, we detect $2 \cdot 10^4$ photoelectrons with a relative error of 1%.

The expected performance is difficult to reach because of spurious fluxes : surrounding luminosity, fluorescence, particle radiations, etc.

The exciting source can be continuous or pulsed; unfortunately it is not possible to obtain the fluctuations with a continuous exciting source (the measuring operation must be long if we are to collect enough photons); but it is possible to study temperature and concentration fluctuations with an excitation with pulsed laser.

The corresponding diagram is presented on figure 17. These conditions must be fulfilled :

- the laser pulses should be short besides the turbulence characteristic times,
- the energy must be sufficient to allow a precise measurement,
- the measurements necessary for the determination of N and T must be performed simultaneously.

At the present time, with a 30-joule free-running ruby laser and for a 700-μs laser pulse, the measuring time is of the order of 10 μs, the measuring accuracy on N_2 concentration by measurement of the Stokes line is of the order of 2% in normal conditions, and of 4% at 1500 K. The measuring volume corresponds to a cylinder 1 mm long and 1 mm in diameter.

The possible extension of this method consists in realizing longer pulses, of 10 to 20 ms, with measuring times of 10 μ s, but this extension is detrimental to accuracy.

4.2 - Methods based on fluorescence [12] [13]

This method is similar to SRS, but instead of considering fluorescence as a parasitic effect perturbing the SRS measurement, we consider it, on the contrary, as the principal phenomenon and use it as a tracer for the other molecules of the combustion products. Taran, Péalat and Bailly [11] showed that this technique is valid for determining the temperature and concentration of some molecules generating the fluorescence phenomenon. The experimental technique is similar to that of SRS. The spectrograph can be replaced by a filter eliminating the Rayleigh-Mie component. The photo multiplier then collects all the fluorescence, as well as the individual Raman lines, but the contribution of the latter on the total signal is negligible. However it is mandatory that the gas contains fluorescent molecules ; it is the case in pyrolysis zones of hydrocarbons, in particular in air-kerosene flames and in the 600-1000 K temperature range ; above 1000 K this fluorescence phenomenon disappears, as the fluorescent molecules are destroyed.

The advantage of fluorescence is due to its intense signal, which makes measurements easier, at least as long as we can interpret them, as concentration fluctuations can be due to several causes intervening in the species budget : first, a physical effect of mass transfer by molecular and turbulent diffusion, and also a chemical effect of production and destruction, difficult to evaluate in a turbulent environment. All things considered, the performance of this method is, with a 10-W continuous ionized argon laser, a 50 μ s response time, meaning that we can measure continuously frequencies between 100 Hz and 20 kHz, the spatial revolving power corresponding to a 1-mm-dia-cylinder 1 cm long.

This method works only between 600 and 1000 K, and the gas must contain hydrocarbons that pyrolyze in this temperature range. There exist in the literature many publications on the use of the fluorescence phenomenon, in particular on the concentration of radicals such as CN, CH, OH using lasers to create a saturated fluorescence, the study being performed by emission or absorption analysis ; but these methods are not instantaneous : Bonczyk and Shirley [16] claim that their method is instantaneous, but published no result on this point. The literature is abundant, but does not apply to the problems raised by the study of turbulence.

4.3 - Coherent Anti-Stokes Scattering method (CARS) [14], [15]

It seems that the use of SRS is delicate, not to say impossible, in the case of unstable flames loaded with burnt or unburnt particles, which have in the field too great a luminosity ; that is why CARS is important : in particular, rejection of parasitic light is much easier than with SRS.

The principle is as follows : we observe a CARS signal when two plane and colinear waves, of frequencies ω_p and ω_s , are directed towards molecules having active vibrations ω_v such that $\omega_v = \omega_p - \omega_s$. A wave at the anti-Stokes frequency $\omega_a = 2\omega_p - \omega_s$ is scattered in the direction of the exciting waves, and its intensity is proportional to the square of the concentration of the scattering molecules. When we scan the frequency ω_s relative to ω_p , the anti-Stokes signal emitted presents a resonant increase whenever $\Delta\omega = \omega_p - \omega_s$ is equal to the frequency of a Raman transition of the medium. The collected anti-Stokes light constitutes the CARS spectrum of the medium. The scattered beam is itself coherent, and presents all the characteristics of a laser beam : great intensity, small solid angle, and this in the same direction as the exciting waves : this makes the elimination of parasitic light much easier than with SRS. Fluorescence is eliminated all the more easily as the signal happens to be emitted on the anti-Stokes side of the exciting frequency ω_p , while fluorescence is emitted on the Stokes side.

The collected anti-Stokes power P_a is proportional to the square of a susceptibility χ of the medium, which expresses the response of the molecule to the coherent excitation ; χ is the sum of two contributions, χ_R and χ_{NR} : χ_R is the resonant part, and represents the contribution of the active Raman vibrations, of frequency ω_v close to $\omega_p - \omega_s$; for the Raman transition $(v, \gamma) \rightarrow (v', \gamma')$:

$$\chi_R \propto [N(v, \gamma) - N(v', \gamma')]$$

thus proportional to the number of molecules per unit volume of the molecular species possessing the Raman transition analyzed ; χ_{NR} represents the very small contribution of the other vibration motions, as well as the distortion non-linearity of the molecule electronic cloud ; it is a parameter proportional to the number of molecules per unit volume of all the molecular species present around the measuring point. By varying $\omega_p - \omega_s$ near the vibration frequencies, we obtain a spectrum representative of the variation of $|\chi|^2$ with $\omega_p - \omega_s$.

An example of experimental mounting is given on figure 18 ; we can see the two lasers, one with a fixed frequency ω_p , the other with a variable frequency ω_s . But there are experimental difficulties inherent to the nonlinear nature of CARS :

- Interaction is efficient at the measuring point only if there is a spatial and temporal superposition of the two exciting beams, which requires a careful alignment of the two beams.
- High resolution Raman spectroscopy requires a great frequency stability of both lasers.
- High rejection power monochromators are necessary to isolate the anti-Stokes radiation to be discriminated from exciting radiations.
- Anti-Stokes power varying rapidly with the two lasers powers, the measurement has to be made free of their power fluctuations.

Measurements of instantaneous parameters are possible with the CARS technique, but for the moment we obtain density fluctuation measurements with only the following performance : measurement duration 10 ns at a 10-Hz rate, with a 3% accuracy of the density measurement : we thus obtain for ρ the mean value and the standard deviation.

All these techniques will progress according to progress on lasers [16], [17].

4.4 - Flow visualization and diagnostic by scattering, emission and absorption techniques

Global study of the scattered radiation [18]

Global methods have been used to determine density variations from scattered light. Such a set-up is represented on figure 19 : a laser beam is placed, in this case, perpendicular to a turbulent jet mixing with the surrounding air. The scattered light is analyzed by a photomultiplier oriented at an angle θ with the laser beam. From the light scattered by the turbulent mixture we deduce the angular law of intensity (scattering indicator) and we analyze the scattered light by its wavelength spectrum and its fluctuation spectra. Density fluctuations result from three fluctuations, of pressure, temperature and concentration :

$$\rho' = f(p', T', c')$$

This method seems interesting but its interpretation remains difficult, as witnessed by the work of Lelièvre and Picard [18].

To recover the three-dimensional effect of the phenomenon, R. Goulard [19] proposed a general emission and absorption technique to perform measurements in a three-dimensional space. It is a multi-angular scanning technique such as that represented on figure 20, where the profile as a function of a spatial variable can be deduced from the variations of angles φ and θ . This field of research can still be improved by making the measurement instantaneous.

This last aspect leads towards the solution of the problem, which consists in obtaining the time and space variations of a parameter.

4.5 - Density variation visualization by photographic methods

We noted at the beginning of this report the importance of the knowledge of structures and the interest of turbulent flow topology. The methods used at present for better describing the structures raise difficult problems, as the recorded information has to be appropriately interpreted. Still or motion picture techniques are :

- use of tracers (solid or fluid),
- Schlieren method,
- shadowgraphy,
- holography.

Schlieren and shadowgraphy methods provide the density fluctuations of turbulence, but they integrate these fluctuations over the whole beam paths. Tracing techniques and holography are interesting, as they identify the fluid particle position, but their interpretation is complex if we expect to identify the turbulence structure. The holographic method collects the required information, but the stochastic three-dimensionality of the process makes difficult the interpretation of this information. We shall describe a method that seems interesting for studying turbulent flow : it consists in using, for the visualization, the luminescence of organic compounds such as 2-3 butanedione [20]. It also makes it possible to introduce a phosphorescent gas to visualize the flow. In this way, one may study turbulence diffusion processes as well as turbulent mixing phenomena.

This technique consists in detecting the energy transfer, by optical means, from one molecule to another by collisions. These collisions coincide with the mixing of species at molecular scale.

The molecule is excited by a radiation with a known spectral distribution ; the incident light is absorbed and re-emitted in the form of fluorescence for an excited singlet state, and in the form of phosphorescence if the emission is provided by an excited triplet. Practically, this is expressed by a mechanism represented on figure 21 : the incident light, made of several wavelength, is filtered so as to emit only in blue ; the radiation is absorbed by the excited butanedione, and the molecule emits in the green range as phosphorescence, and in the blue range as fluorescence, which combines with the blue of the incident light ; we then record on a sensitive plate only the green radiation of phosphorescence which is very intense.

The advantages of this technique are the following :

- it is possible to discriminate mixing due to eddies created by turbulence from mixing due to molecular diffusion ;
- we can take a direct measurement of the tracer concentration ;
- we can isolate part of the flow, and analyze it ;
- we record the mixture structure, as frozen at a given time.

There are however drawbacks in this technique ; in particular :

- it is only valid at moderate temperatures, as we have to find compounds for which the phosphorescence of fluorescence emission remains visible in the temperature range under study ;

- if we wish to obtain instantaneous photographs the flow velocity should not be too high, so we have difficulty in measuring velocity fields ;

- the information is two-dimensional while the phenomena are three-dimensional ;
- the qualitative analysis of the photographs is relatively easy, but quantitative results are very difficult to obtain.

5 - PRESSURE FLUCTUATION MEASUREMENTS

Measuring in a flow a mean stagnation or static pressure is within our possibility, but measuring precisely a fluctuating pressure within a flow remains a futuristic wish.

Theoretically, pressure appears first in the equation of state, of the form, for a medium of variable composition :

$$p = \rho R T \sum_j \frac{y_j}{m_j}$$

y_j being the mass fraction of species j .

It also appears in the motion equation and in the energy budget equation. Closure problems involve terms of correlation with pressure, and it is often very difficult to appreciate the importance of these terms, which are of the form :

$$\frac{\partial}{\partial x_B} \overline{p' v'_B} \quad \text{and} \quad \overline{p'} \frac{\partial \overline{v'_x}}{\partial x_x}$$

which appear in the turbulence kinetic energy budget. We have, for instance, to compare the term $\overline{p'} \frac{\partial \overline{v'_x}}{\partial x_x}$ with the terms $\frac{1}{\overline{p}} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\overline{p'}^2}{2} \right)$, $\frac{1}{\overline{p} p} \overline{v'_B} \frac{\partial}{\partial x_B} \frac{1}{2} \overline{p'^2}$, $\frac{1}{\overline{p} p} \overline{p' v'_B} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_B}$, $\frac{1}{\overline{p} p} \overline{v'_B} \frac{\partial}{\partial x_B} \frac{\overline{p'}^2}{2}$,

$$\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{1}{\overline{p}} \left[\overline{p' \Phi'} - \overline{p'} \frac{\partial q'_B}{\partial x_B} \right] \quad \text{and} \quad \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{1}{\overline{p}} \sum_j q'_{f,j} \left(\overline{p' w'_j} - \overline{p'} \frac{\partial q'_B}{\partial x_B} \right)$$

where Φ' represents the fluctuations of dissipation energy, q'_B the fluctuations of mass diffusion flux in the B direction, w'_j the fluctuations of mass chemical production rate, $q'_{f,j}$ the formation heat of species j , q'_B the fluctuations of heat flux in the B direction.

On the theoretical viewpoint and as regards turbulent phenomena modelling, pressure fluctuation measurements are thus of prime importance. But at present there only exist measurements by probe and indirect measurements.

- Measurements by probe

We possess pressure probes of small size (of the order of 1 mm in diameter), with a 10 kHz bandwidth, but they still perturb the flow ; it is far from ideal for taking correct pressure measurements in a turbulent flow. They are usually coupled with instantaneous velocity measurements and correlations of the type $(\overline{p'} (\partial v_A / \partial x_A))$ have been obtained. This happens in isothermal flows, as these probes are still very sensitive to temperature gradients. Acousticians use such probes to analyze the acoustic field generated by flows.

- Indirect methods

They are of two kinds :

a) Local pressure fluctuations, determined from instantaneous pressure measurements at the wall ; a more or less complex analysis makes it possible to pass from the wall fluctuation measurements to the values of instantaneous local pressure ;

b) density and temperature measurements at the same point, from which we deduce pressure fluctuations at that point.

As we can see, pressure measurements in turbulent flows are still very inaccurate. It is a difficult problem, still far from having received satisfactory solutions.

6 - CONCLUSION ON MEASUREMENTS IN TURBULENT MEDIUM

This report comprises five parts :

a) The first part is devoted to the objectives of this Working Group, which have widely changed in time. We started from a rather vague idea of Prof. A. Ferri, which concerned pressure fluctuation measurements and their interpretation in a flow of hot gases and in flames.

This theme, concerning a very complicated problem, has not received the approval of all W.G. Members ; so we changes our objective and defined a new theme, concerning scalar measurements in a hot turbulent flow and in combustion flow, as regards measurements of temperatures, concentrations or densities and pressures.

b) The second part describes in detail how, from these measurements, it will be possible to better understand the turbulent structure of mixing zones and flames, and in particular to detect coherence in these structures. We show the interest of using photographic techniques capable of visualizing these structures. We have also indicated the roles that turbulent spectral measurements can play in the description of the flow. It is not possible, for the moment, to exploit pressure fluctuation measurements. These results are important, as they will be the basis of any progress in the modelling of turbulent flows and turbulent flames, whether premixed or diffusion, or open or confined flames.

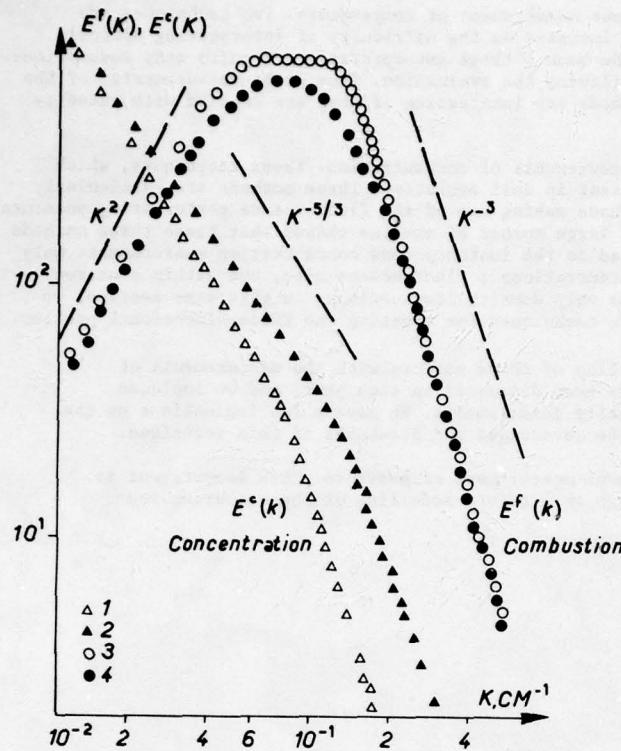
c) The third part is devoted to the instantaneous measurement of temperature. Two techniques are described : optical methods and probing methods. We insisted on the difficulty of interpreting optical methods, as they integrate phenomena over part of the beam ; these interpretations require many assumptions. The probing methods require the knowledge of data allowing the evaluation, from probe measurements, of the real fluctuations of the gas temperature. These methods are interesting if they are coupled with velocity measuring probes.

d) The fourth part deals with instantaneous measurements of concentration. These techniques, which take advantage of the laser performance, are at present in full evolution. Three methods are particularly described : Spontaneous Raman Scattering (SRS), methods making use of the fluorescence perturbing phenomenon, and Coherent Anti-Stokes Raman Scattering (CARS). A large number of studies showed that these three methods are interesting, but few of these methods are adapted to the instantaneous concentration measurement. Only SRS yields, in its pulse version, instantaneous concentrations ; fluorescence also, but within a narrow temperature range ; CARS, for the moment, determines only density fluctuations. In this same section, we discussed global scattering methods, and appropriate techniques for treating the three-dimensional problem.

We had initially planned a section on the coupling of these scalars with the measurements of instantaneous velocity ; we suppressed it, as it has been discussed in each part, and we included visualization techniques, which in fact rest on density measurements. We gave a few indications on the technique of phosphorescent tracing gases, and on the advantages and drawbacks of this technique.

e) The fifth part is devoted to the instantaneous measurement of pressure. This measurement is difficult *in situ*. We must pass, to reach it, through an *a priori* modelling of the measuring zone.

BIBLIOGRAPHY: See page 18



- Density fluctuation spectra due to concentration fluctuations in a cold jet (curves 1 and 2) and in a turbulent diffusion flame (curves 3 and 4). Measurements are close to the nozzle (0 to 200 times the nozzle width) for curves 1 and 3 and 200 to 400 times this width for curves 2 and 4. (after Souiouchev and Sokolenko [1])

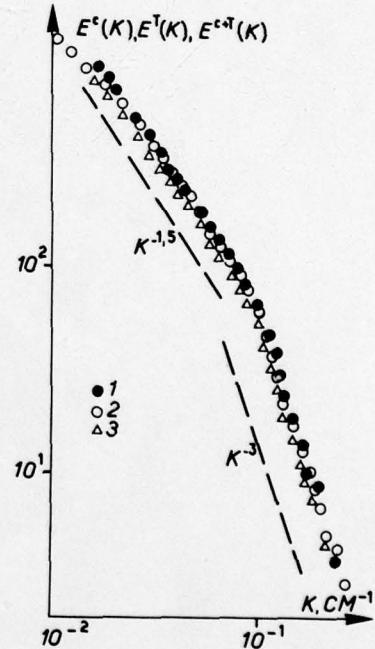


Fig. 2 - Spectre des fluctuations de masse volumique dû aux fluctuations des concentrations $E^c(k)$ -1-, des températures $E^T(k)$ -2- et du champ des températures et des concentrations $E^{c+T}(k)$ -3- (d'après Souiouchev et Sokolenko [1])

- Density fluctuation spectra due to fluctuations of 1 - concentration, 2 - temperature, 3 - Concentration and temperature (after Souiouchev and Sokolenko [1])

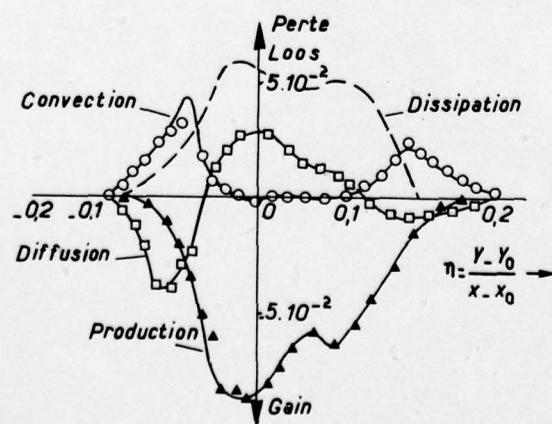


Fig. 3 - Bilan des T'^2 (Fiedler, Korschelt, Mensing) [2]

- T'^2 budget (after Fiedler, Korschelt and Mensing) [2]

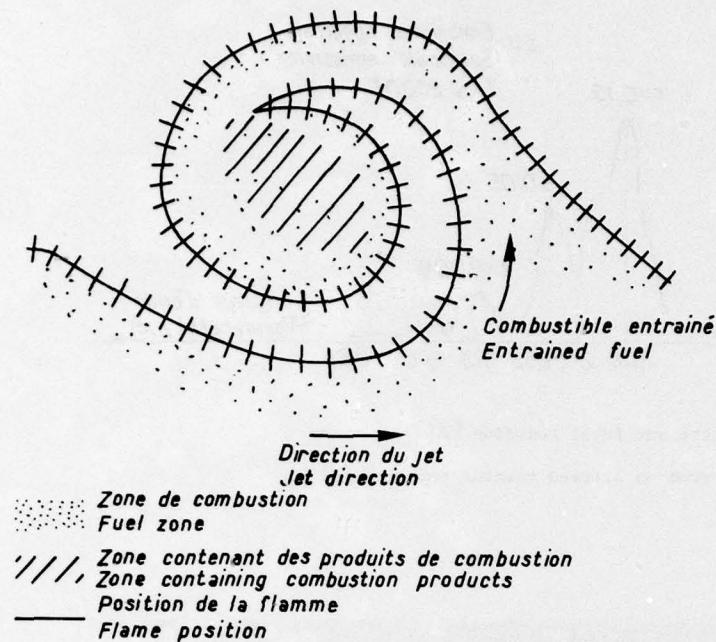


Fig. 4 - Coupe d'un remous tourbillon qui se forme dans la zone de transition d'une flamme de diffusion [3]

- Cross section of an eddy-vortex forming in the transition zone of a diffusion flame [3]

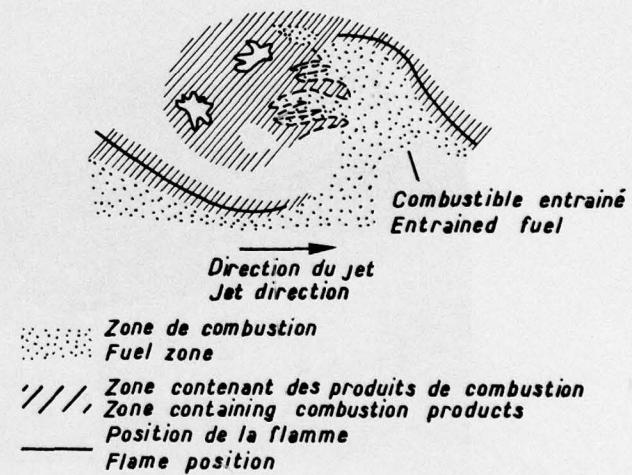


Fig. 5 - Coupe d'un remous tourbillon dans une flamme de diffusion [3]

- Cross section of an eddy-vortex in a diffusion flame [3]

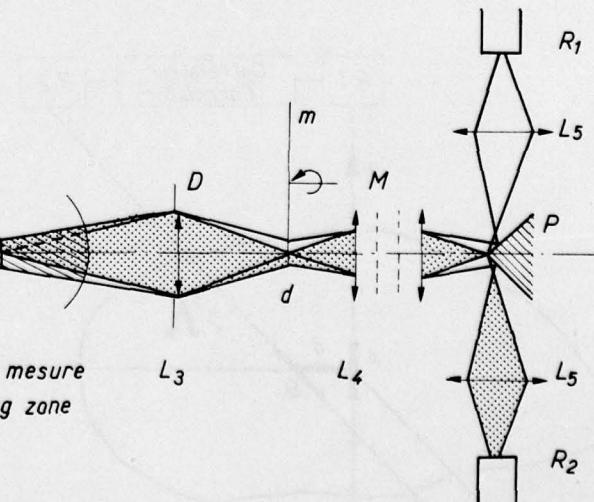
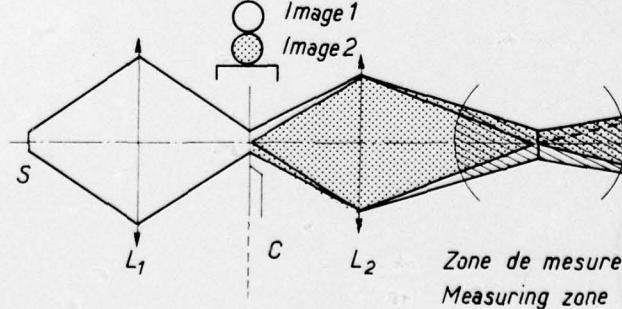


Fig. 6 - Principe de la méthode de mesure de la température d'un gaz par émission et absorption simultanées [6]

- Principle of the method for measuring gas temperatures by simultaneous emission and absorption [6]

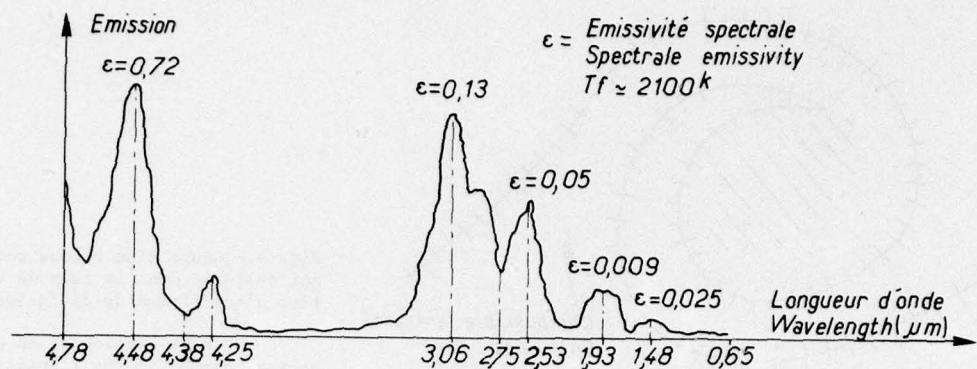


Fig. 7 - Spectre sur foyer homogène [6]

- Spectrum on stirred reactor Emission [6]

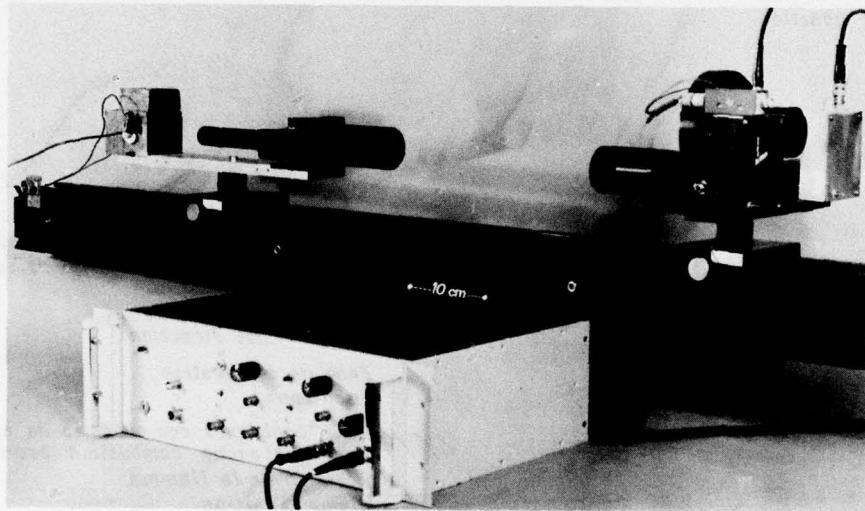


Fig. 8 - Photographie de l'appareil [6]

- View of the infrared pyrometer [6]

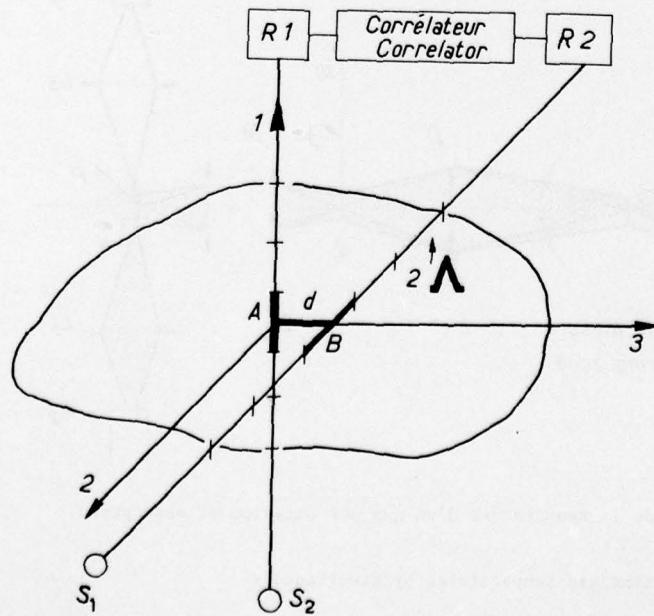


Fig. 9 - Technique des faisceaux orthogonaux [6]

- Orthogonal beam technique [6]

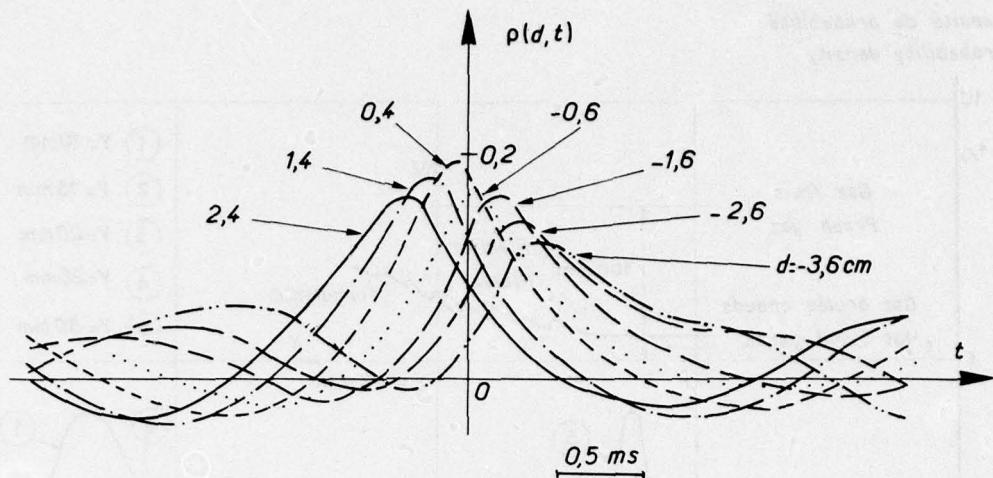


Fig. 10 - Foyer de dilution : corrélations spatio-temporelles [6]
- Dilution combustor : spatio-temporal correlations [6]

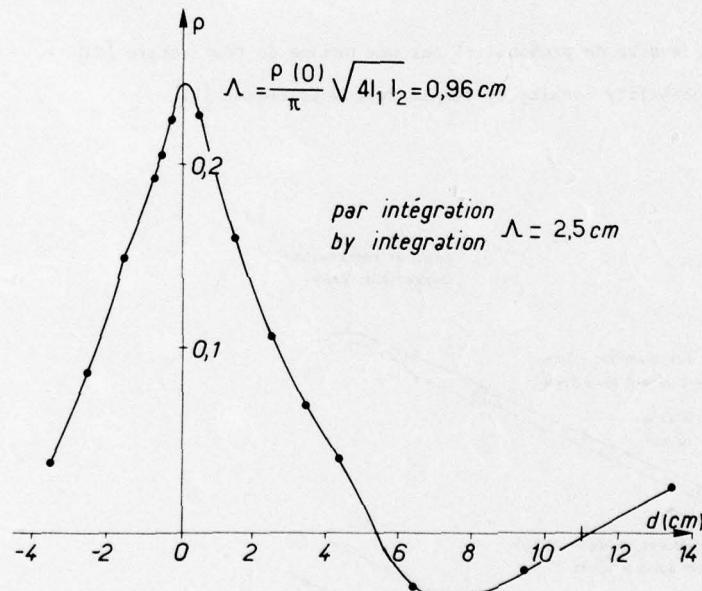
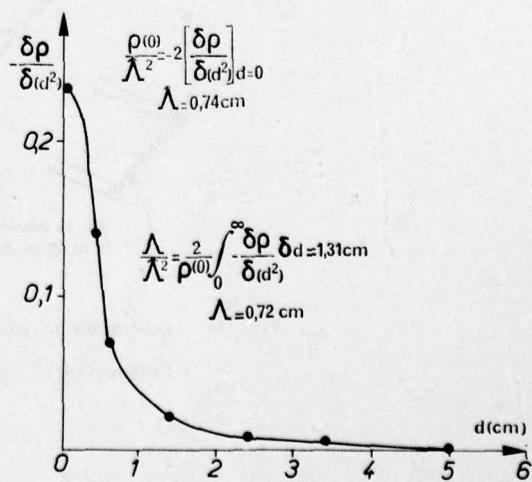


Fig. 11 - Foyer de dilution : corrélations normalisées à $t = 0$ [6]
- Dilution combustor : correlations normalized at $t = 0$ [6]

Fig. 12 - Foyer de dilution : fonction de corrélation à 2 points [6]
- Dilution combustor : 2-point correlation function [6]



Densité de probabilité
Probability density

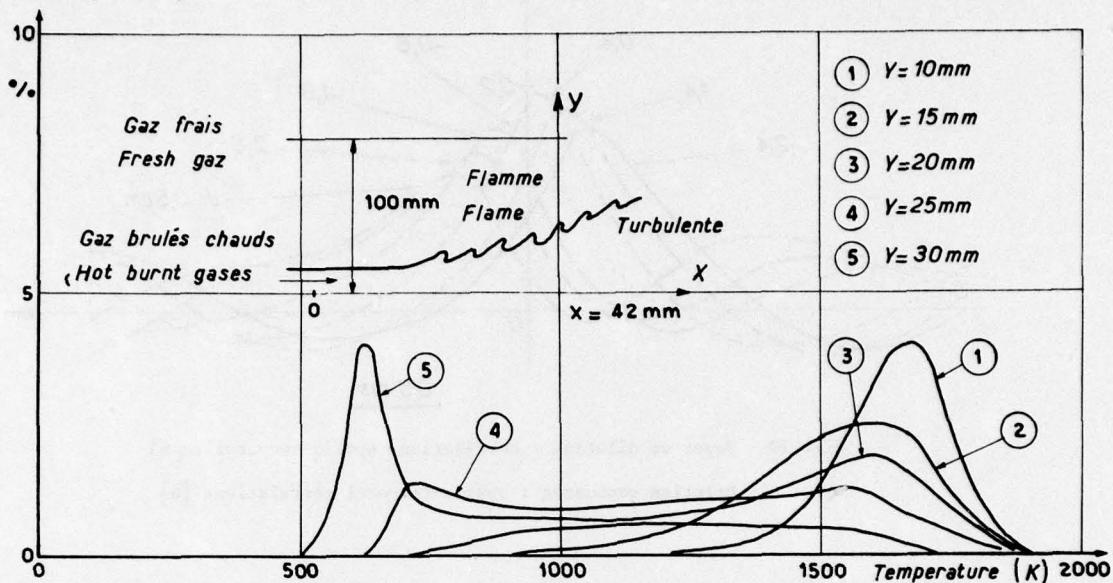


Fig. 13 - Détermination de la densité de probabilité par une mesure de température [21]
- Determination of probability density by temperature measurement [21]

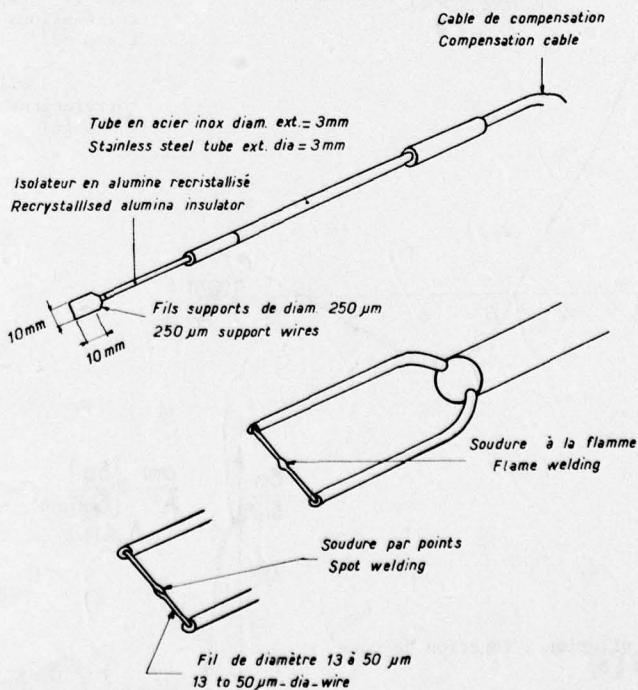


Fig. 14 - Schéma de la sonde à thermocouple à fil fin [9]
- Schematics of thin wire thermocouple probe [9]

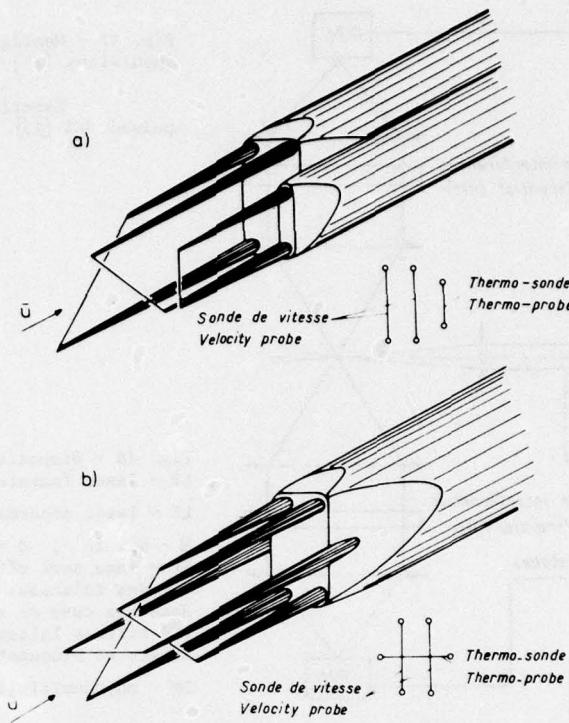


Fig. 15 - Sonde de mesure de la vitesse et de la température [10]

- Velocity and temperature measuring probe [10]

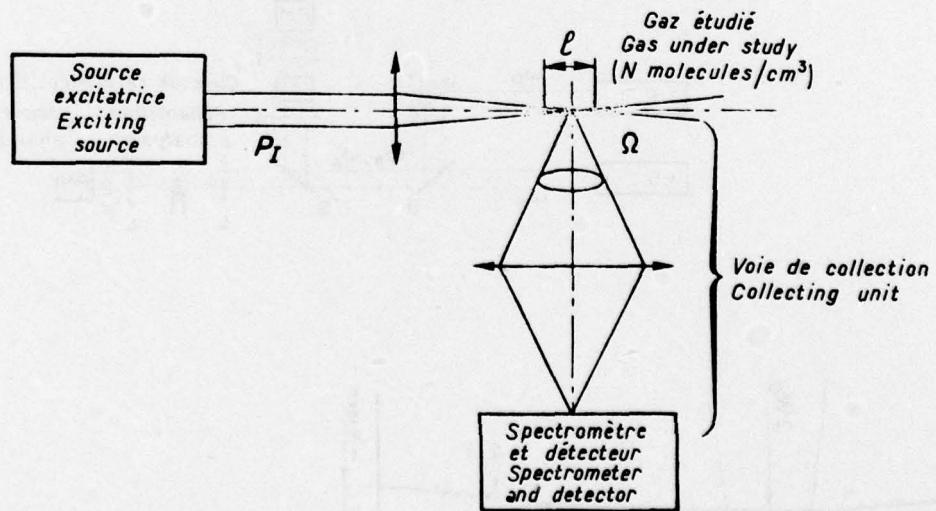


Fig. 16 - Schéma simplifié d'un montage de DRS [15]

- Simplified diagram of SRS [15]

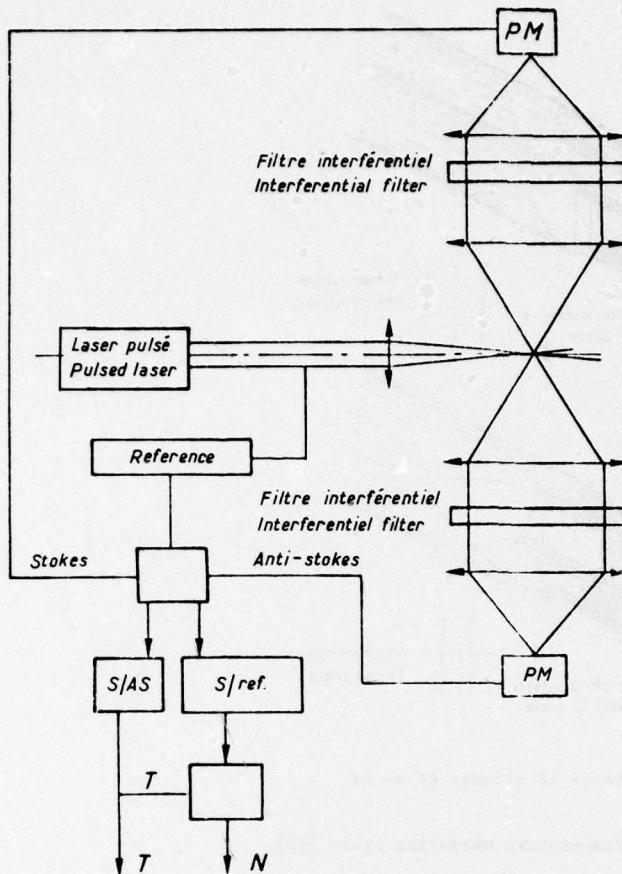


Fig. 17 - Montage expérimental de DRS en impulsions [15].

- Experimental arrangement of pulsed SRS [15]

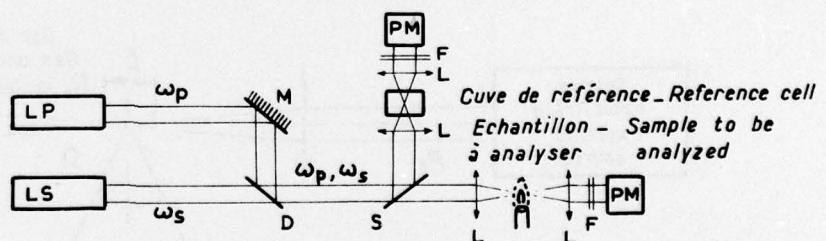


Fig. 18 - Dispositif expérimental de DRASC [14]. LP - laser fournissant la fréquence ω_p .

LS - laser accordable fournit la fréquence ω_s
M - miroir , D - lame dichroïque
SP - lame semi réfléchissante prélevant une partie des faisceaux excitateurs pour les envoyer dans une cuve de référence , L - lentilles
F - filtres laissant passer le signal anti-Stokes et bloquant les fréquences ω_p et ω_s
PM - photomultiplicateurs.

- Experimental arrangement of DRASC [14]

LP - laser providing the fixed frequency ω_p
LS - tunable/laser provinding the frequency ω_s
M - mirror , D - beam splitter
SP - beam splitter picking up part of exciting beams to direct them to reference cell
L - lenses , F - filters passing the anti-Stokes signal and blocking frequencies ω_p and ω_s , PM - photomultipliers.

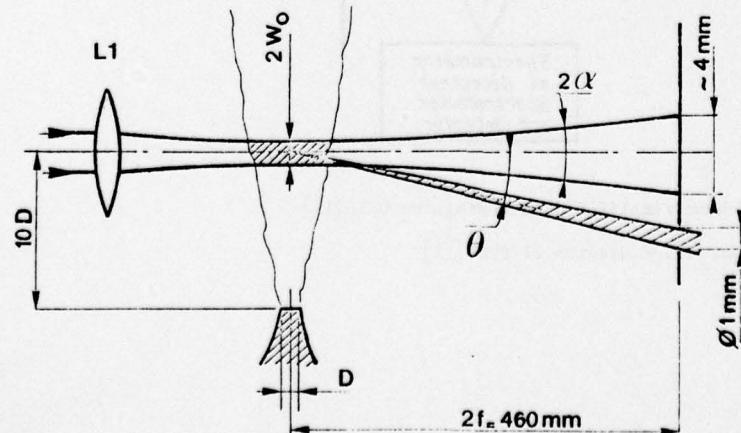


Fig. 19 - Dispositif expérimental d'analyse de la lumière diffusée [18].

- Experimental device for analyzing scattered light [18]

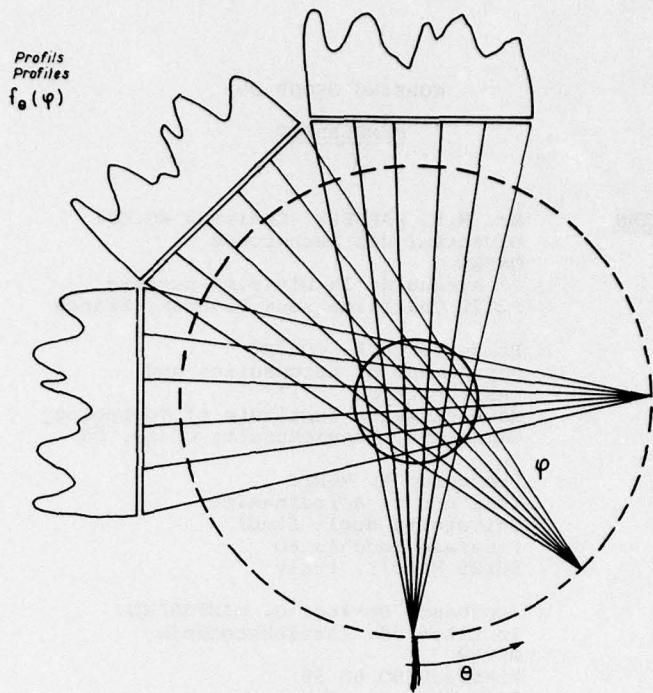


Fig. 20 - Absorption par faisceaux en éventail (Acta-Scanner) [19]

- Fan-shaped beams in absorption (Acta-Scanner) [19]

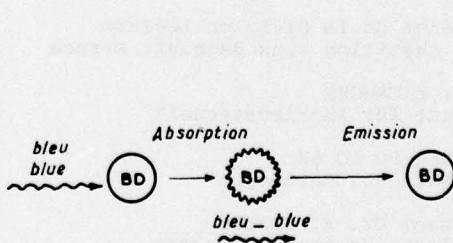
Source de lumière
à large bande spectrale
Broadband light source

≡ Molécule de butanédione
Butanedione molecule

Faisceau incident
Incident beam

rouge - red
jaune - yellow
vert - green
bleu - blue
ultraviolet

Filtre d'entrée
Entrance filter



Phosphorescence verte
Green phosphorescence
Phosphorescence bleue - blue
Bleu du spectre incident
Blue of incident spectrum

Filtre de sortie
Outlet filter

vert green

film

Fig. 21 - Excitation directe du butanédione [20]

- Direct excitation of butanedione molecule

WORKING GROUP 09

MEMBERSHIPPEP MEMBERS

Mr. M.L. BARRERE (Chairman WG 09)
 Directeur des Recherches
 ONERA
 29 Avenue de la Division Leclerc
 92320 Châtillon sous Bagneux, France

Professor E.E. COVERT
 Department of Aeronautics and
 Astronautics
 Massachusetts Institute of Technology
 Cambridge, Massachusetts 02139, US

Professor R. MONTI
 Istituto di Aerodinamica
 Università degli Studi
 Piazzale Tecchio 80
 80125 Napoli, Italy

Professor Dr-Ing. G. WINTERFELD
 Institut für Antriebstechnik
 DFVLR
 Postfach 90 60 58
 5000 Köln 90, Germany

FDP MEMBERS

Dr. D.H. LIEPMANN (MS 105-50)
 Director of GALCIT
 Graduate Aeronautical Labs.
 California Institute of Technology
 Pasadena, California 91125, US

Professor Dr. L.G. NAPOLITANO
 Chair of Aerodynamics
 Faculty of Engineering
 University of Naples
 Piazzale Tecchio 80
 80125 Napoli, Italy

Dr. D. ZONARS
 Chief Scientist
 AF Flight Dynamics Lab/CA
 Wright Patterson AFB, Ohio 45433, US

NON PANEL
MEMBERS

Mr. O. LEUCHTER (Observer)
 ONERA
 29 Avenue de la Division Leclerc
 92320 Châtillon sous Bagneux, France

Dr. H. EICKHOFF
 Institut für Antriebstechnik
 DFVLR
 Postfach 90 60 58
 5000 Köln 90, Germany

Professor Dr. E. KRAUSE
 Technische Hochschule Aachen
 55 Aachen
 Templergraben 55, Germany

Dr. H. PFEIFFER
 Institut für Angew. Gasdynamik
 DFVLR
 Postfach 90 60 58
 5000 Köln 90, Germany

NON-PANEL
MEMBERS

Professor P. BRADSHAW
Imperial College of Science and
Technology
Department of Aeronautics
Exhibition Road
London SW72BX, England

Professor K.N.C. BRAY
Department of Aeronautics and Astro-
nautics
The University
Southampton SO9 5NH, England

Professor J.H. WHITELAW
Imperial College of Science and
Technology
Department of Mechanical Engineering
Exhibition Road
London SW7 2BX, England

Dr. P.A. LIBBY
Professor of Astronautics
University of California
PO Box 109
La Jolla, California 92037, US

Dr. S.N.B. MURTHY
Director, Project SQUID
Purdue University
West Lafayette, Indiana 47907, US

REPORT DOCUMENTATION PAGE				
1. Recipient's Reference	2. Originator's Reference	3. Further Reference	4. Security Classification of Document	
	AGARD-AR-150 (French and English)	ISBN 92-835-0259-0	UNCLASSIFIED	
5. Originator	Advisory Group for Aerospace Research and Development North Atlantic Treaty Organization 7 rue Ancelle, 92200 Neuilly sur Seine, France			
6. Title	TURBULENT TRANSPORT PHENOMENA LES PHENOMENES DE TRANSPORT TURBULENT			
7. Presented at				
8. Author(s)/Editor(s)	M.L.Barrere			9. Date
			February 1980	
10. Author's/Editor's Address	ONERA 29 Avenue de la Division Leclerc 92320 Châtillon sous Bagneux, France			11. Pages
			50	
12. Distribution Statement	This document is distributed in accordance with AGARD policies and regulations, which are outlined on the Outside Back Covers of all AGARD publications.			
13. Keywords/Descriptors				
Turbulence Propulsion Static pressure				Pressure measurement Temperature measurement
14. Abstract				
<p>In 1976, the Propulsion and Energetics Panel set up its Working Group 09 on 'Turbulent Transport Phenomena'. The objective was to improve knowledge of scalar fluctuation in turbulence with or without chemical reaction in variable density flows and to develop techniques for measurement of scalar fluctuations, especially static pressure.</p> <p>This report contains the results of the Working Group. After the description and the discussion of the temperature measurement methods (optically and using probes) the measurement methods of non constant concentration and density are treated. After regarding the possibilities of fluctuating pressure measurement some conclusions are drawn.</p> <p>This Advisory Report was prepared at the request of the Propulsion and Energetics Panel. ←</p>				
<p>En 1976, le Panel Energétique et Propulsion créa le Groupe d'Etudes 09 sur 'Les Phénomènes de Transport Turbulent'. Ce Groupe avait pour objectif l'amélioration des connaissances sur les fluctuations scalaires de la turbulence avec ou sans réaction chimique dans les écoulements à densité variable et la mise au point de techniques de mesure de fluctuations scalaires, en particulier de pression statique.</p> <p>Ce rapport contient les résultats des activités de ce Groupe d'Etudes. Après une description et un examen des méthodes de mesures de températures (à l'aide de dispositifs optiques et de sondes), sont étudiées les méthodes de mesure de concentration et de densité non constante. Un tour d'horizon des possibilités de mesures de pression fluctuante est suivi de la présentation de certaines conclusions.</p>				

	AGARD-AR-150	AGARD Advisory Report No.150 (French and English) Advisory Report for Aerospace Research and Development, NATO TURBULENT TRANSPORT PHENOMENA – LES PHENOMENES DE TRANSPORT TURBULENT by M.L.Barrere Published February 1980 50 pages	AGARD-AR-150	AGARD Advisory Report No.150 (French and English) Advisory Report for Aerospace Research and Development, NATO TURBULENT TRANSPORT PHENOMENA – LES PHENOMENES DE TRANSPORT TURBULENT by M.L.Barrere Published February 1980 50 pages
		Turbulence Propulsion Static pressure Pressure measurement Temperature measurement		Turbulence Propulsion Static pressure Pressure measurement Temperature measurement
	P.T.O.	In 1976, the Propulsion and Energetics Panel set up its Working Group 09 on 'Turbulent Transport Phenomena'. The objective was to improve knowledge of scalar fluctuation in turbulence with or without chemical reaction in variable density flows and to develop techniques for measurement of scalar fluctuations, especially static pressure.	P.T.O.	In 1976, the Propulsion and Energetics Panel set up its Working Group 09 on 'Turbulent Transport Phenomena'. The objective was to improve knowledge of scalar fluctuation in turbulence with or without chemical reaction in variable density flows and to develop techniques for measurement of scalar fluctuations, especially static pressure.
	AGARD-AR-150	AGARD Advisory Report No.150 (French and English) Advisory Report for Aerospace Research and Development, NATO TURBULENT TRANSPORT PHENOMENA – LES PHENOMENES DE TRANSPORT TURBULENT by M.L.Barrere Published February 1980 50 pages	AGARD-AR-150	AGARD Advisory Report No.150 (French and English) Advisory Report for Aerospace Research and Development, NATO TURBULENT TRANSPORT PHENOMENA – LES PHENOMENES DE TRANSPORT TURBULENT by M.L.Barrere Published February 1980 50 pages
		Turbulence Propulsion Static pressure Pressure measurement Temperature measurement		Turbulence Propulsion Static pressure Pressure measurement Temperature measurement
	P.T.O.	In 1976, the Propulsion and Energetics Panel set up its Working Group 09 on 'Turbulent Transport Phenomena'. The objective was to improve knowledge of scalar fluctuation in turbulence with or without chemical reaction in variable density flows and to develop techniques for measurement of scalar fluctuations, especially static pressure.	P.T.O.	In 1976, the Propulsion and Energetics Panel set up its Working Group 09 on 'Turbulent Transport Phenomena'. The objective was to improve knowledge of scalar fluctuation in turbulence with or without chemical reaction in variable density flows and to develop techniques for measurement of scalar fluctuations, especially static pressure.

This report contains the results of the Working Group. After the description and the discussion of the temperature measurement methods (optically and using probes) the measurement methods of non constant concentration and density are treated. After regarding the possibilities of fluctuating pressure measurement some conclusions are drawn.

This Advisory Report was prepared at the request of the Propulsion and Energetics Panel.

En 1976, le Panel Energétique et Propulsion créa le Groupe d'Etudes 09 sur 'Les Phénomènes de Transport Turbulent'. Ce Groupe avait pour objectif l'amélioration des connaissances sur les fluctuations scalaires de la turbulence avec ou sans réaction chimique dans les écoulements à densité variable et la mise au point de techniques de mesure de fluctuations scalaires, en particulier de pression statique.

Ce rapport contient les résultats des activités de ce Groupe d'Etudes. Après une description et un examen des méthodes de mesures de températures (à l'aide de dispositifs optiques et de sondes), sont étudiées les méthodes de mesure de concentration et de densité non constante. Un tour d'horizon des possibilités de mesures de pression fluctuante est suivi de la présentation de certaines conclusions.

ISBN 92-835-0259-0

This report contains the results of the Working Group. After the description and the discussion of the temperature measurement methods (optically and using probes) the measurement methods of non constant concentration and density are treated. After regarding the possibilities of fluctuating pressure measurement some conclusions are drawn.

This Advisory Report was prepared at the request of the Propulsion and Energetics Panel.

En 1976, le Panel Energétique et Propulsion créa le Groupe d'Etudes 09 sur 'Les Phénomènes de Transport Turbulent'. Ce Groupe avait pour objectif l'amélioration des connaissances sur les fluctuations scalaires de la turbulence avec ou sans réaction chimique dans les écoulements à densité variable et la mise au point de techniques de mesure de fluctuations scalaires, en particulier de pression statique.

Ce rapport contient les résultats des activités de ce Groupe d'Etudes. Après une description et un examen des méthodes de mesures de températures (à l'aide de dispositifs optiques et de sondes), sont étudiées les méthodes de mesure de concentration et de densité non constante. Un tour d'horizon des possibilités de mesures de pression fluctuante est suivi de la présentation de certaines conclusions.

ISBN 92-835-0259-0

This report contains the results of the Working Group. After the description and the discussion of the temperature measurement methods (optically and using probes) the measurement methods of non constant concentration and density are treated. After regarding the possibilities of fluctuating pressure measurement some conclusions are drawn.

This Advisory Report was prepared at the request of the Propulsion and Energetics Panel.

En 1976, le Panel Energétique et Propulsion créa le Groupe d'Etudes 09 sur 'Les Phénomènes de Transport Turbulent'. Ce Groupe avait pour objectif l'amélioration des connaissances sur les fluctuations scalaires de la turbulence avec ou sans réaction chimique dans les écoulements à densité variable et la mise au point de techniques de mesure de fluctuations scalaires, en particulier de pression statique.

Ce rapport contient les résultats des activités de ce Groupe d'Etudes. Après une description et un examen des méthodes de mesures de températures (à l'aide de dispositifs optiques et de sondes), sont étudiées les méthodes de mesure de concentration et de densité non constante. Un tour d'horizon des possibilités de mesures de pression fluctuante est suivi de la présentation de certaines conclusions.

ISBN 92-835-0259-0

This report contains the results of the Working Group. After the description and the discussion of the temperature measurement methods (optically and using probes) the measurement methods of non constant concentration and density are treated. After regarding the possibilities of fluctuating pressure measurement some conclusions are drawn.

This Advisory Report was prepared at the request of the Propulsion and Energetics Panel.

En 1976, le Panel Energétique et Propulsion créa le Groupe d'Etudes 09 sur 'Les Phénomènes de Transport Turbulent'. Ce Groupe avait pour objectif l'amélioration des connaissances sur les fluctuations scalaires de la turbulence avec ou sans réaction chimique dans les écoulements à densité variable et la mise au point de techniques de mesure de fluctuations scalaires, en particulier de pression statique.

Ce rapport contient les résultats des activités de ce Groupe d'Etudes. Après une description et un examen des méthodes de mesures de températures (à l'aide de dispositifs optiques et de sondes), sont étudiées les méthodes de mesure de concentration et de densité non constante. Un tour d'horizon des possibilités de mesures de pression fluctuante est suivi de la présentation de certaines conclusions.

ISBN 92-835-0259-0

En 1976, le Panel Energétique et Propulsion créa le Groupe d'Etudes 09 sur 'Les Phénomènes de Transport Turbulent'. Ce Groupe avait pour objectif l'amélioration des connaissances sur les fluctuations scalaires de la turbulence avec ou sans réaction chimique dans les écoulements à densité variable et la mise au point de techniques de mesure de fluctuations scalaires, en particulier de pression statique.

Ce rapport contient les résultats des activités de ce Groupe d'Etudes. Après une description et un examen des méthodes de mesures de températures (à l'aide de dispositifs optiques et de sondes), sont étudiées les méthodes de mesure de concentration et de densité non constante. Un tour d'horizon des possibilités de mesures de pression fluctuante est suivi de la présentation de certaines conclusions.

ISBN 92-835-0259-0

B900
4

AGARD
NATO OTAN
7 RUE ANCELLE . 92200 NEUILLY-SUR-SEINE
FRANCE
Telephone 745.08.10 · Telex 610176

DISTRIBUTION OF UNCLASSIFIED
AGARD PUBLICATIONS

AGARD does NOT hold stocks of AGARD publications at the above address for general distribution. Initial distribution of AGARD publications is made to AGARD Member Nations through the following National Distribution Centres. Further copies are sometimes available from these Centres, but if not may be purchased in Microfiche or Photocopy form from the Purchase Agencies listed below.

NATIONAL DISTRIBUTION CENTRES

BELGIUM

Coordonnateur AGARD – VSL
Etat-Major de la Force Aérienne
Quartier Reine Elisabeth
Rue d'Evere, 1140 Bruxelles

CANADA

Defence Science Information Services
Department of National Defence
Ottawa, Ontario K1A OK2

DENMARK

Danish Defence Research Board
Østerbrogades Kaserne
Copenhagen Ø

FRANCE

O.N.E.R.A. (Direction)
29 Avenue de la Division Leclerc
92320 Châtillon sous Bagneux

GERMANY

Zentralstelle für Luft- und Raumfahrt-
dokumentation und -information
c/o Fachinformationszentrum Energie,
Physik, Mathematik GmbH
Kernforschungszentrum
7514 Eggenstein-Leopoldshafen 2

GREECE

Hellenic Air Force General Staff
Research and Development Directorate
Holargos, Athens

ICELAND

Director of Aviation
c/o Flugrad
Reykjavik

UNITED STATES

National Aeronautics and Space Administration (NASA)
Langley Field, Virginia 23365
Attn: Report Distribution and Storage Unit

ITALY

Aeronautica Militare
Ufficio del Delegato Nazionale all'AGARD
3, Piazzale Adenauer
Roma/EUR

LUXEMBOURG

See Belgium

NETHERLANDS

Netherlands Delegation to AGARD
National Aerospace Laboratory, NLR
P.O. Box 126
2600 A.C. Delft

NORWAY

Norwegian Defence Research Establishment
Main Library
P.O. Box 25
N-2007 Kjeller

PORTUGAL

Direcção do Serviço de Material
da Força Aérea
Rua da Escola Politécnica 42
Lisboa
Attn: AGARD National Delegate

TURKEY

Department of Research and Development (ARGE)
Ministry of National Defence, Ankara

UNITED KINGDOM

Defence Research Information Centre
Station Square House
St. Mary Cray
Orpington, Kent BR5 3RE

THE UNITED STATES NATIONAL DISTRIBUTION CENTRE (NASA) DOES NOT HOLD STOCKS OF AGARD PUBLICATIONS, AND APPLICATIONS FOR COPIES SHOULD BE MADE DIRECT TO THE NATIONAL TECHNICAL INFORMATION SERVICE (NTIS) AT THE ADDRESS BELOW.

PURCHASE AGENCIES

Microfiche or Photocopy

National Technical
Information Service (NTIS)
5285 Port Royal Road
Springfield
Virginia 22161, USA

Microfiche

Space Documentation Service
European Space Agency
10, rue Mario Nikis
75015 Paris, France

Microfiche

Technology Reports
Centre (DTI)
Station Square House
St. Mary Cray
Orpington, Kent BR5 3RF
England

Requests for microfiche or photocopies of AGARD documents should include the AGARD serial number, title, author or editor, and publication date. Requests to NTIS should include the NASA accession report number. Full bibliographical references and abstracts of AGARD publications are given in the following journals:

Scientific and Technical Aerospace Reports (STAR)
published by NASA Scientific and Technical
Information Facility
Post Office Box 8757
Baltimore/Washington International Airport
Maryland 21240, USA

Government Reports Announcements (GRA)
published by the National Technical
Information Services, Springfield
Virginia 22161, USA



Printed by Technical Editing and Reproduction Ltd
Harford House, 7-9 Charlotte St, London W1P 1HD

ISBN 92-835-0259-0

DATE
ILMED
-8